

**Bestimmung von Kernmomenten  
und Kernradiusänderungen  
der metastabilen Silberisotope  $^{108\text{m}}\text{Ag}$   
und  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  aus der Hyperfeinstruktur  
der Silber I-Resonanzlinien**

**INAUGURAL DISSERTATION  
zur Erlangung der Doktorwürde  
des Fachbereichs Physik  
der Philipps-Universität Marburg/Lahn**

**vorgelegt von  
Thomas Meler  
aus Berlin**

**Marburg/Lahn 1973**



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

**Bestimmung von Kernmomenten  
und Kernradiusänderungen  
der metastabilen Silberisotope  $^{108\text{m}}\text{Ag}$   
und  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  aus der Hyperfeinstruktur  
der Silber I-Resonanzlinien**

**INAUGURAL DISSERTATION  
zur Erlangung der Doktorwürde  
des Fachbereichs Physik  
der Philipps-Universität Marburg/Lahn**

**vorgelegt von  
Thomas Meier  
aus Berlin**

**Marburg/Lahn 1973**

Gestaltung von Kennzeichnungen  
und Kennzeichnungsänderungen  
der mittelalten Glanzstoffe (1904)  
und wurde aus der Leihbibliothek  
der Staatlichen Bibliothek

INSTITUT FÜR  
ZUR BILDUNG DER  
DES FACHBEREICHES  
DER FACHBEREICHES



verkauft von  
Thomae Meier  
aus Berlin

März 1913

Vom Fachbereich Physik der  
Philipps-Universität Marburg als

Dissertation angenommen am: 26. November 1973

Tag der mündlichen Prüfung: 11. Dezember 1973

Berichterstatter: Prof.Dr. H.Hühnermann

Mitberichterstatter: Prof.Dr. G.Grawert



## Inhaltsverzeichnis

|                                                                                                          | Seite |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| 1. <u>Einleitung und Problemstellung</u>                                                                 | 3     |
| 2. <u>Fein- und Hyperfeinstruktur des Silbers</u>                                                        |       |
| 2.1 Feinstrukturspektrum                                                                                 | 6     |
| 2.2 Hyperfeinstruktur                                                                                    |       |
| 2.21 Allgemeines                                                                                         | 7     |
| 2.22 Hyperfeinstruktur der Resonanzlinien<br>des Silbers                                                 | 9     |
| 3. <u>Experimenteller Aufbau</u>                                                                         |       |
| 3.1 Meßprinzip und Anordnung                                                                             | 12    |
| 3.2 Experimentelle Einzelheiten                                                                          |       |
| 3.21 Präparation und Einsatz<br>der radioaktiven Hohlkathoden                                            | 14    |
| 3.22 Fabry-Pérot-Interferometer                                                                          | 17    |
| 3.23 Übriger optischer Aufbau                                                                            | 18    |
| 3.24 Wahl der Dispersionsgebiete                                                                         | 19    |
| 3.25 Photonen-Zählverfahren                                                                              | 21    |
| 4. <u>Auswertung</u>                                                                                     |       |
| 4.1 Auswerteverfahren                                                                                    | 27    |
| 4.2 Vorgehen bei der Anpassung                                                                           |       |
| 4.21 Zugrundegelegte A-Faktoren                                                                          | 28    |
| 4.22 Berücksichtigung der Selbstabsorption                                                               | 32    |
| 4.23 Ergebnisse der Anpassungen                                                                          | 33    |
| 4.3 Bestimmung der Kernmomente                                                                           |       |
| 4.31 Kernspin von $^{108}\text{mAg}$                                                                     | 36    |
| 4.32 Magnetisches Kerndipolmoment von $^{108}\text{mAg}$<br>und Hyperfeinstrukturanomalie                | 38    |
| 4.33 Elektrische Quadrupolmomente von<br>$^{108},^{110}\text{mAg}$                                       | 40    |
| 4.4 Wirkungsquerschnitte für die Bildung von<br>$^{108}\text{m},^{110}\text{mAg}$ durch Neutroneneinfang | 43    |

|                                                         | Seite |
|---------------------------------------------------------|-------|
| 5. <u>Diskussion der Ergebnisse</u>                     |       |
| 5.1 Kernspin                                            | 49    |
| 5.2 Magnetisches Dipolmoment                            |       |
| 5.21 Allgemeines                                        | 53    |
| 5.22 Magnetische Dipolmomente von (u,u)-Kernen          | 55    |
| 5.23 Magnetische Dipolmomente von $^{108,110}\text{Ag}$ | 56    |
| 5.3 Hyperfeinstrukturanomalie                           | 61    |
| 5.4 Elektrisches Quadrupolmoment                        | 66    |
| 5.5 Isotopieverschiebung                                |       |
| 5.51 Allgemeines                                        | 71    |
| 5.52 Isotopieverschiebung im Silber                     | 75    |
| 5.521 odd-even-staggering                               | 78    |
| 5.522 Kerndeformationen                                 | 80    |
| 5.53 Vergleich mit myonischen Messungen                 | 85    |

#### Anhang

|                                            |    |
|--------------------------------------------|----|
| A.1 Zusammenfassung                        | 88 |
| A.2 Verzeichnis der Figuren                | 91 |
| A.3 Verzeichnis der Tabellen               | 92 |
| A.4 Verzeichnis der häufigsten Abkürzungen | 93 |
| A.5 Literaturverzeichnis                   | 95 |

#### Lebenslauf

Möget ihr das Licht zerstückeln,  
 Farb' um Farbe draus entwickeln,  
 Oder andre Schwänke führen,  
 Kügelchen polarisieren, ...

[Goe 20]

## 1. Einleitung und Problemstellung

Die Hyperfeinstruktur (Hfs) der Spektrallinien freier Atome kommt auf Grund der Wechselwirkung zwischen den Elektronen der Hülle und den magnetischen und elektrischen Momenten des Atomkerns zustande. Hfs-Untersuchungen gehören daher zu den wichtigsten Hilfsmitteln zur Erforschung der Kerneigenschaften.

Die klassische Methode hierfür stellt die optische Interferenzspektroskopie dar, bei der man mit Hilfe eines hochauflösenden Interferometers die Hfs der Linien beobachtet. Daneben sind später Methoden getreten, die es gestatten, die Hfs in den Termen selber zu untersuchen (Atomstrahlresonanz-, Doppelresonanz- und level-crossing-Experimente). Sie haben im allgemeinen den Vorteil wesentlich höherer Genauigkeit, sind jedoch bei ihrer Anwendung meist auf bestimmte Terme beschränkt. Die optische Spektroskopie hat dagegen neben der großen Vielseitigkeit den weiteren Vorteil, daß aus einer Messung bereits eine Fülle von Aussagen über den Kern gewonnen werden können. Einmal liefern die Hfs-Aufspaltungen Aussagen über den Drehimpuls, das magnetische Dipolmoment und das elektrische Quadrupolmoment des Kerns, zum anderen lassen sich aus der Isotopieverschiebung (ISV), - das ist die Verschiebung der Linienschwerpunkte gegeneinander, falls die Linien von verschiedenen Isotopen stammen -, Aussagen über Volumen- bzw. Formänderungen isotoper Kerne gewinnen.

Die vorliegende Arbeit stellt ein typisches Beispiel für die Vielfalt der aus einer optischen Hfs-Untersuchung folgenden Ergebnisse dar. Die beiden radioaktiven Silberisotope  $^{108\text{m}}, ^{110\text{m}}\text{Ag}$  sind gerade in Hinblick auf Kernmomente und ISV interessant, da es sich hier um Kerne mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl, (u,u)-Kerne, handelt und das experimentelle Material über (u,u)-Kerne immer noch sehr lückenhaft ist. So war lediglich vom  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  der Kerndrehimpuls und das magnetische Dipolmoment bekannt, beim  $^{108\text{m}}\text{Ag}$  konnte man auf

Grund der durch kernspektroskopische Untersuchungen nahegelegten Analogie zum  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  nur den gleichen Kerndrehimpuls und ein ähnliches magnetisches Moment vermuten, jedoch standen Messungen hierzu noch aus.

Völlig offen war in beiden Fällen die Frage der elektrischen Quadrupolmomente. Bei den stabilen Silbernukliden ist wegen  $I=1/2$  kein Quadrupolmoment meßbar. Die Kerne der benachbarten Elemente zeigen Quadrupolmomente bis zu 1 barn; wir mußten daher mit ähnlich großen Quadrupolmomenten rechnen<sup>+</sup>).

Die Messung der Isotopieverschiebungen schließlich war im Zusammenhang mit den früheren Untersuchungen über die ISV der stabilen Silberisotope interessant. Die Ausdehnung dieser Untersuchungen auf die metastabilen Isotope konnte nämlich Aufschluß erbringen darüber, in wie weit die ISV den "normalen" Gang zeigte, d.h. ob die Linienschwerpunkte der vier Isotope etwa äquidistant lagen und damit der Kern(ladungs)-radius beim Einbau eines weiteren Neutrons gleichmäßig ansteigt, oder ob das Anwachsen des Kernradius ungleichmäßig erfolgt, wie man es bei vielen Nukliden aus der "odd-even-staggering" der ISV schließen kann.

Unter den experimentellen Voraussetzungen war die wesentliche die, daß die beiden zu untersuchenden radioaktiven Isotope in genügender Menge hergestellt werden konnten. Dafür bot sich die Bestrahlung der beiden stabilen Isotope  $^{107,109}\text{Ag}$  mit thermischen Neutronen im Reaktor an, wo über  $(n,\gamma)$ -Prozesse das jeweilige metastabile Isotop gebildet wird. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung von  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  war bekannt (3,5b), für die Bildung des  $^{108\text{m}}\text{Ag}$  wurde er in der

---

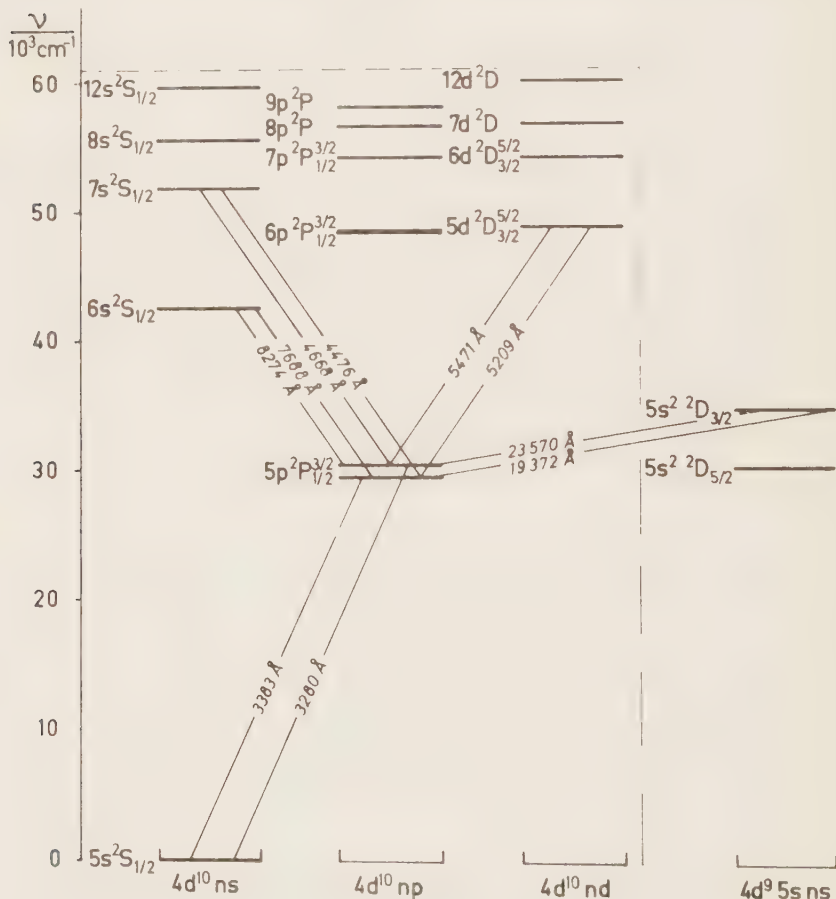
<sup>+</sup>) Während der Abfassung dieser Arbeit erreichte uns die Mitteilung einer amerikanischen Gruppe, daß die Hfs des untersten  $P_{3/2}$ -Terms an beiden metastabilen Isotopen erfolgreich mit Hilfe eines level-crossing-Experiments untersucht werden konnte. Zu den vorläufigen Ergebnissen: siehe Bemerkungen zu Tabelle 3, S.31.

gleichen Größenordnung vermutet. Es sollte also, eventuell nach Abtrennung der stabilen Isotope im Massentrenner, genügend Substanz für eine Hfs-Untersuchung zur Verfügung stehen. Wie sich später zeigte, konnten wir aber dank der günstigen Hfs-Aufspaltungen der untersuchten Linien auf diese Trennung verzichten.

## 2. Fein- und Hyperfeinstruktur des Silbers

### 2.1 Feinstrukturspektrum

Das Silber I - Spektrum ist in der Vergangenheit ausführlich von SHENSTONE untersucht worden [Sh 40] und kann im wesentlichen als geklärt gelten. Neben dem alkaliähnlichen



Figur 1: Silber I - Termschema mit den wichtigsten Termen des Normalspektrums und den beiden untersten Termen des Komplexspektrums (rechtes Bilddrittel).

Normalspektrum mit der Elektronenkonfiguration  $4d^{10} 5s^1$  findet man ein Komplexspektrum, herrührend von der Konfiguration  $4d^9 5s^1$ .

Figur 1 zeigt das vereinfachte Termschema des Silbers mit den für uns wichtigsten Übergängen. Das Normalspektrum weist keine Besonderheiten auf; die S- und D-Termfolge lassen sich gut durch eine Ritzformel beschreiben. Vom Komplexspektrum sind nur die  $^2D$ -Terme mit der Elektronenkonfiguration  $4d^9 5s^1$  eingetragen, sämtliche anderen Terme liegen nahe oder über der (gestrichelt eingezeichneten) Ionisationsgrenze des Normalspektrums.

## 2.2 Hyperfeinstruktur

### 2.21 Allgemeines

Die Hyperfeinstrukturaufspaltung der einzelnen Feinstrukturterme wird im wesentlichen durch die Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Dipolmoment  $\mu_I$  und dem elektrischen Quadrupolmoment  $Q_I$  des Kerns mit dem magnetischen bzw. elektrischen Feld der Elektronenhülle hervorgerufen (höhere Momente sollen hier nicht weiter diskutiert werden; sie entziehen sich wegen ihrer um Größenordnungen geringeren Wechselwirkungsenergie einer Bestimmung durch die optische Spektroskopie).

Klassisch läßt sich diese Zusatzenergie im magnetischen Falle als Einstellenergie eines magnetischen Dipols in einem magnetischen Feld beschreiben:

$$W_{\text{magn.}} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{H}(0) , \quad (2.1)$$

wobei hier  $H(0)$  das von den Elektronen am Kernort erzeugte Magnetfeld ist. Im zweiten Falle wird die entsprechende Einstellenergie des elektrischen Quadrupols  $e \cdot Q$  im elektri-

schen Feld mit dem Gradienten  $\varphi_{zz}$  durch

$$W_{el.} = eQ_I \cdot \varphi_{zz} F(\vartheta) \quad (2.2)$$

gegeben. Beide Zusatzenergien hängen von der Einstellrichtung des Kerns, d.h. von der Richtung seines Kernspins, ab. In Gl. (2.1) wird dies durch das innere Produkt, in Gl. (2.2) durch die Funktion  $F(\vartheta)$  ausgedrückt. Die quantenmechanische Rechnung, in der die Gln. (2.1) und (2.2) als Operatorengleichungen aufgefaßt werden, liefert dann für die verschiedenen, diskreten Einstellmöglichkeiten die Energieeigenwerte (siehe z.B. [Ko 56]):

$$W_{magn.} = A \frac{C}{2} = A \frac{1}{2} (F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)) \quad (2.3)$$

und

$$W_{el.} = B \frac{3/2 C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)J(2J-1)} \quad (2.4)$$

mit der Quantenzahl des Hüllendrehimpulses  $J$ , des Kerndrehimpulses  $I$ <sup>+</sup> und der Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Atoms  $F$ . Für die Faktoren  $A$  und  $B$ , die man Aufspaltungsfaktoren nennt, gilt dann

$$A = \mu_I \cdot \overline{H(0)} \quad (2.5)$$

und

$$B = eQ_I \cdot \overline{\varphi_{zz}}, \quad (2.6)$$

wobei  $\overline{H(0)}$  und  $\overline{\varphi_{zz}}$  zeitliche Mittelwerte des entsprechenden Hüllenfeldes am Kernort darstellen und  $Q_I$  durch zeitliche Mittelung des auf die Figurenachse des Kerns bezogenen

---

<sup>+</sup>) Wir werden im folgenden der Kürze halber vom "Kernspin  $I$ " sprechen, wenn wir die Quantenzahl meinen; den Kerndrehimpuls bezeichnen wir mit  $\vec{I}$ .

Quadrupolmoments  $Q_0$  hervorgeht<sup>+</sup>).

Damit lassen sich bei Kenntnis der Quantenzahlen  $I, J, F$  aus den der Messung unmittelbar zugänglichen Hfs-Aufspaltungen die A- und B-Faktoren gewinnen und aus diesen schließlich die Kernmomente bestimmen, falls man auch  $\overline{H(0)}$  bzw.  $\overline{\phi_{zz}}$  kennt (siehe dazu Abschn. 4.3).

Unter diesem Gesichtspunkt wollen wir im folgenden die Auswahl der zu untersuchenden Linien diskutieren, wobei wir gleichzeitig unsere experimentellen Möglichkeiten im Auge behalten müssen.

## 2.22 Die Hfs der Resonanzlinien des Silbers

Für die Auswahl der zu untersuchenden Spektrallinien waren zwei Gesichtspunkte ausschlaggebend: Erstens mußte ihre Hfs-Aufspaltung so groß sein, daß sie mit unseren Mitteln gut aufgelöst werden konnte, zweitens mußten sie sich mit hinreichend gutem Signal/Rauschverhältnis nachweisen lassen, um neben der Hfs des stabilen Silbers auch die Hfs des nur in Spuren zu erwartenden radioaktiven Silbers untersuchen zu können.

Was den ersten Punkt anbelangt, so ist die erreichbare Auflösung durch die Dopplerbreite, die ihrerseits wieder umgekehrt proportional zur Wellenlänge  $\lambda$  ist, begrenzt. Die Aufspaltung der Linie muß also größer sein als diese Dopplerbreite. Dies trifft beim stabilen Silber nur für die Über-

---

<sup>+</sup>) Der Zusammenhang von  $Q_0$  und  $Q_I$  ist modellabhängig und muß von Fall zu Fall untersucht werden. Vergl. Abschn. 5.522.  
Auch  $\mu_I$  geht aus dem nicht direkt beobachtbaren  $\tilde{\mu}$  des Kerns erst durch Projektion auf die Richtung von  $\vec{I}$  hervor. Vergl. Abschn. 5.2.

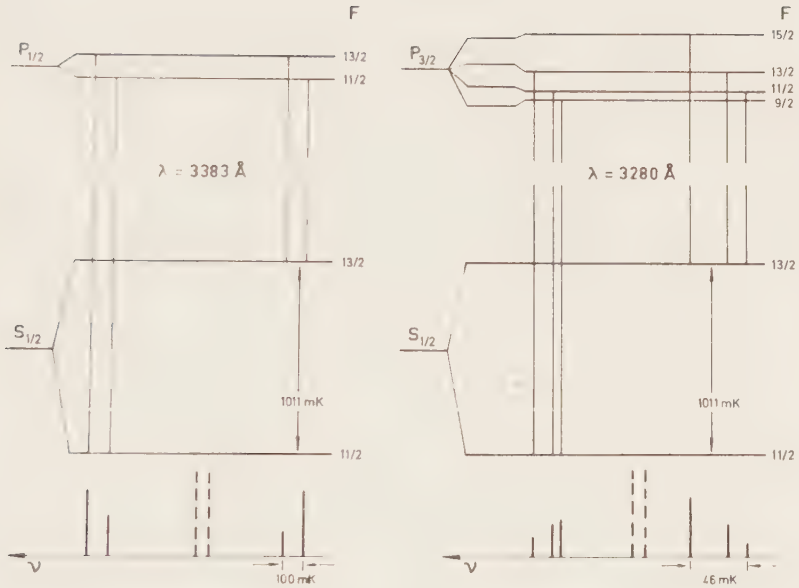
gänge zum Grundzustand (Resonanzlinien) zu, bei den metastabilen Silberisotopen mit ihren um eine Größenordnung größeren Hfs-Aufspaltungen kämen jedoch noch weitere Linien in Frage.

Die zweite Forderung, nämlich die nach einem ausreichenden Signal, konnte, wie Vorversuche ergaben, nur von den Resonanzlinien, das heißt den Übergängen  $5p\ ^2P_{1/2} - 5s\ ^2S_{1/2}$  und  $4p\ ^2P_{3/2} - 5s\ ^2S_{1/2}$  erfüllt werden, so daß wir einzig auf deren Hfs-Untersuchung angewiesen waren. Dabei sollte der  $^2P_{3/2}$ -Term neben der magnetischen Dipolaufspaltung wegen  $J=3/2$  auch eine elektrische Quadrupolaufspaltung zeigen, so daß wir hoffen konnten, aus der Hfs der letztgenannten Linie die Quadrupolmomente zu bestimmen<sup>+</sup>).

In Figur 2 ist das Hfs-Termschema und die Lage der Hfs-Komponenten für die Resonanzlinien des  $^{110m}\text{Ag}$  dargestellt. Wir benutzen dabei die in dieser Arbeit bestimmten A- und B-Faktoren. Zu Beginn dieser Arbeit konnten wir nur von der sehr genau gemessenen  $^2S_{1/2}$ -Grundzustandsaufspaltung des  $^{110m}\text{Ag}$  ausgehen [SES 67].

---

<sup>+</sup>) Die Übergänge von den (bzw. auf die) Komplexterme  $4d\ ^9S\ ^2D_{3/2,5/2}$  wären wegen ihrer großen Hfs-Aufspaltung hierfür auch hervorragend geeignet gewesen. Ihre Untersuchung, insbesondere die der infraroten Linien [FHM 70], scheitert jedoch an den oben erwähnten Intensitätsproblemen.



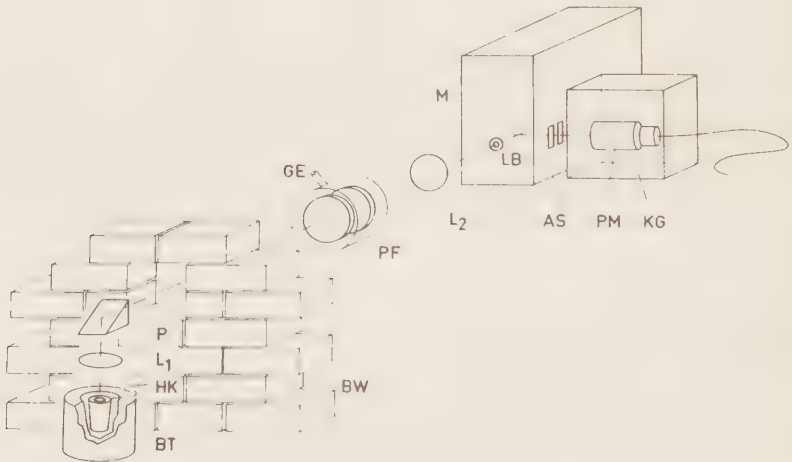
Figur 2: Hfs-Termschema für die Resonanzlinien des  $^{110}\text{mAg}$ .

Darunter sind die aus den Hfs-Aufspaltungen folgenden Komponentenlagen als vertikale Balken, deren Höhe den relativen Übergangswahrscheinlichkeiten entspricht, eingetragen. Zusätzlich sind die Hfs-Komponenten des stabilen Isotops ( $\text{Ag } 109$ ) mit einer Gesamtaufspaltung von etwa  $70 \text{ mK}$  als unterbrochene Balken (Höhe nicht maßstäblich!) eingezeichnet. Man beachte, daß aus Gründen der besseren Darstellbarkeit die Aufspaltungen des  $P_{3/2}$ -Terms etwa 7-fach vergrößert wurde.

### 3. Experimenteller Aufbau

#### 3.1 Meßprinzip und Meßanordnung

Der Versuchsaufbau besteht aus den für interferenzspektroskopische Hfs-Untersuchungen üblichen Hilfsmitteln, wie sie z.B. von HÜHNERMANN ausführlich beschrieben worden sind [Hü 63]. Wir wollen daher anhand der schematischen Darstellung in Fig. 3 nur kurz das Meßprinzip erläutern und auf die Details nur soweit eingehen, wie sie zur Lösung unseres speziellen Problems von besonderer Bedeutung sind.



Figur 3: Experimenteller Aufbau (optischer Teil)

- |                                                   |                                             |
|---------------------------------------------------|---------------------------------------------|
| HK: Hohlkathode                                   | GE: Gaseinlaß                               |
| BT: Bleitopf                                      | L <sub>2</sub> : Abb.-Linse ( $f' = 30$ cm) |
| L <sub>1</sub> : Kollimatorlinse ( $f' = 12$ cm)  | M: Monochromator                            |
| P: Umlenkprisma                                   | LB: Lochblende ( $\varnothing = 0,3$ mm)    |
| BW: Wand aus Baryt-Steinen                        | AS: Ausgangsspalt                           |
| PF: Fabry-Pérot-Interferometer<br>im Druckgehäuse | PM: Photomultiplier                         |
|                                                   | KG: PM-Kühlgehäuse                          |

Die zu untersuchenden Spektrallinien werden aus dem in der Hohlkathodenlampe HK angeregten Spektrum des Silbers durch den Monochromator M ausgesondert. Ihre Hfs-Komponenten werden durch das Fabry-Pérot-Interferometer PF, das im parallelen Strahlengang hinter der Linse  $L_1$  steht, aufgelöst. Zu einer Registrierung der Hfs gelangt man, indem man den optischen Weg zwischen den Interferometerplatten ändert und damit ein Quellen bzw. Schrumpfen der durch  $L_2$  auf die Lochblende LB abgebildeten Interferenzringe bewirkt. Die Variation des optischen Weges läßt sich in einfacher Weise nach JACQUINOT durch Variation des Brechungsindex zwischen den Interferometerplatten erreichen, indem man in das vorher evakuierte PF-Gehäuse ein geeignetes Gas durch den Gas-einlaß GE langsam einströmen läßt [JD 48]. Blendet man nun mit Hilfe der Lochblende LB, die gleichzeitig die Eingangsblende des Monochromators darstellt, einen kleinen Ausschnitt aus dem Zentrum des Ringsystems aus, so kommt es am Ausgangsspalt AS des Monochromators zu einem zeitlich schwankenden Lichtstrom und - nach dessen Umwertung in ein elektrisches Signal durch den Multiplier PM - zu einer zeitabhängigen, elektrischen Registrierung der Hfs. Man registriert auf diese Weise im allgemeinen mehrere aufeinanderfolgende Interferenzordnungen. Das Intervall zwischen zwei Ordnungen wird Dispersionsgebiet  $\Delta$  genannt und gestattet mit Hilfe der Beziehung

$$\Delta = \frac{1}{D} \quad (3.1)$$

die Meßkurve in Wellenzahlen  $\nu (=1/\lambda)$  zu kalibrieren<sup>+)</sup> . Dabei ist D die optische Weglänge zwischen den Interferometerplatten; sie ist in den meisten Fällen in hinreichender Näherung gleichzusetzen mit dem geometrischen Abstand zwischen den Platten.

---

<sup>+)</sup>  Die in der optischen Spektroskopie übliche Einheit für die Wellenzahl ist  $\text{cm}^{-1} = \text{K}$  (Kayser). Hfs-Aufspaltungen liegen meist in der Größenordnung von einigen mK bis zu einigen hundert mK.

## 3.2 Experimentelle Einzelheiten

### 3.2.1 Präparation und Einsatz der radioaktiven Hohlkathoden

Bei der Präparation der radioaktiven Hohlkathoden standen neben den Fragen der Lichtausbeute und der Brenneigenschaften die Probleme des Strahlenschutzes im Vordergrund. Da die beiden ersten Fragen bereits früher von uns bei Untersuchungen am stabilen Silber zufriedenstellend gelöst wurden [Me 70], bot es sich an, die Hohlkathoden zunächst mit isotonenreinem, stabilem Silber zu präparieren und sie dann erst im Reaktor zu bestrahlen. Auf diese Weise ließen sich größere Manipulationen oder sogar radiochemische Präparationen mit dem offenen Präparat vermeiden.

Die für die Bestrahlung vorgesehenen Hohlkathoden bestanden aus Reinstaluminium, das aus spektroskopischen Gründen günstig war (keine störenden Al-Linien, gute Hohlkathoden-Entladung) und das auch als Reaktorwerkstoff unproblematisch ist. In die Hohlkathodenbohrung, die 12 mm tief war und einen Durchmesser von 3 mm hatte, wurde das isotonenreine Silber in Form von Silbernitrat eingebracht und auf etwa 500 °C erhitzt. Das Silbernitrat zersetzt sich dabei und läßt einen metallischen Silberfilm auf der Hohlkathodenwand zurück. Für beide Isotope wurden je zwei Hohlkathoden mit unterschiedlichen Mengen gefüllt. Sie wurden dann in Quarzampullen eingeschmolzen und im Reaktor BR2 in Mol/Belgien mit thermischen Neutronen bestrahlt. Diese erste Bestrahlung erfolgte mit einem Fluß von  $8 \cdot 10^{14}$  Neutronen/s.cm<sup>2</sup> in 28 Tagen. Eine Übersicht über die so präparierten Hohlkathoden und deren Verwendung gibt Tabelle 1, wo auch die Hohlkathoden aus der später erfolgten zweiten Bestrahlung, auf die wir weiter unten zurückkommen, aufgeführt sind.

Nach der Bestrahlung wurden die Ampullen mit den aktivierten Silberhohlkathoden in einer glove-box geöffnet und die Hohlkathoden in die von der übrigen Apparatur abnehmbare Hohl-

kathodenlampe eingesetzt. Trotz der z.T. hohen Aktivitäten (Gesamtaktivität der  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ -Ampullen: etwa 80 mCi) betrug die Strahlenbelastung für den Experimentator im Falle des  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  ( $T_{1/2}=253$  d) nur etwa 20 mrem, im Falle des  $^{108\text{m}}\text{Ag}$  ( $T_{1/2}=127$  a) war sie vernachlässigbar klein. Nach dem Anbau der Lampe an die Apparatur wurde sie mit einem Bleitopf umgeben und zusätzlich die Wand zum Spektographenraum mit einer Mauer aus Baryt-Steinen verstärkt (siehe Fig. 3), so daß man im folgenden ungefährdet experimentieren konnte.

In ihrem Brennverhalten unterschieden sich die radioaktiven Hohlkathoden nicht von den entsprechend präparierten stabilen Hohlkathoden aus den Vorversuchen. Mit Entladungsströmen von 3...6 mA und Brennspannungen von 200...210 V wurden bei Verwendung von Helium als Trägergas und bei Kühlung mit flüssiger Luft die Resonanzlinien des Silbers hinreichend gut angeregt. Zwar zeigte Neon als Trägergas eine wesentlich bessere Anregung, es weist jedoch im Bereich der Linie  $\lambda = 3383 \text{ \AA}$  Störlinien auf. Wir verzichteten daher völlig auf die Verwendung von Neon als Trägergas, zumal erfahrungsgemäß mit Neon der Abbrand der Hohlkathoden relativ stark ist, während wir bei der Verwendung von Helium im Laufe der etwa 30...40 Betriebsstunden einer Hohlkathode kaum einen Abbrand bemerken konnten.

Da über die Hfs des  $^{108\text{m}}\text{Ag}$  zunächst nichts bekannt war, und andererseits auch von der Bestrahlung bis zur vollständigen Einsatzbereitschaft der Apparatur schon über drei Halbwertszeiten des  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  verstrichen waren, begannen wir die Hfs-Untersuchungen am  $^{108\text{m}}\text{Ag}$ . Nachdem sich dann gezeigt hatte, daß nicht nur diese Messungen erfolgreich ausgewertet werden konnten, sondern sogar die Messungen am  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ , das inzwischen auf weniger als  $1/8$  der ursprünglichen Menge zerfallen war (Meßreihe "MOL I"), entschlossen wir uns zu einer zweiten Bestrahlung. Erstens konnte dann am  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  unmittelbar nach der Bestrahlung der neu präparierten Hohlkathoden bei höherer Anreicherung gemessen werden, zweitens gestattete es der

oben erwähnte geringe Abbrand der Hohlkathoden und die lange Halbwertszeit des  $^{108m}\text{Ag}$  die Hohlkathoden aus der ersten Bestrahlung (107a, 107b) erneut zu bestrahlen und so die Anreicherung des  $^{108m}\text{Ag}$  ebenfalls zu erhöhen. Für diese zweite Bestrahlung standen nur  $3 \cdot 10^{14}$  Neutronen/s.cm<sup>2</sup> zur Verfügung; die Bestrahlungsdauer war dafür mit 42 Tagen etwas größer. Auf weitere Einzelheiten der Bestrahlung gehen wir in Abschn. 4.4 ein, wo wir auch Rückschlüsse auf die Neutroneneinfangquerschnitte ziehen werden.

Mit den Hohlkathoden aus der zweiten Bestrahlung wurden die Experimente der Meßreihe "MOL II" ausgeführt.

Tabelle 1

Präparation und Verwendung der Hohlkathoden

|           | Bezeichnung | Füllung mit   | Verwendung         |
|-----------|-------------|---------------|--------------------|
| 1. Bestr. | 107 a       | 1,5 mg Ag 107 | MOL I u. 2. Bestr. |
|           | 107 b       | 13 mg Ag 107  | 2. Bestr.          |
|           | 109 a       | 1 mg Ag 109   | MOL I              |
|           | 109 b       | 2 mg Ag 109   | keine              |
| 2. Bestr. | 107 a       | 1,5 mg Ag 107 | keine              |
|           | 107 b       | 13 mg Ag 107  | MOL II             |
|           | 109 c       | 2 mg Ag 109   | keine              |
|           | 109 d       | 2,7 mg Ag 109 | MOL II             |

### 3.22 Fabry-Pérot-Interferometer

Dem Fabry-Pérot-Interferometer (PF) wurde als Kernstück der gesamten Apparatur besondere Beachtung geschenkt. Es sollte trotz eines relativ großen Dispersionsgebietes - entsprechend der zu erwartenden großen Grundzustandsaufspaltung der metastabilen Silberisotope - eine so geringe Apparatebreite aufweisen, daß es möglich ist, die Aufspaltung der  $P_{1/2}$ -Terme mit 100mK sicher aufzulösen und eventuell auch aus den nicht aufzulösenden  $P_{3/2}$ -Termaufspaltungen die A- und B-Faktoren zu bestimmen. Dabei mußten wir von vorneherein (auch bei Kühlung der Hohlkathoden mit flüssiger Luft) mit einer Dopplerbreite von mindestens 25 mK rechnen. Daher wurden sowohl an die Oberflächengüte der Interferometerspiegel wie auch an deren Reflexionsvermögen hohe Anforderungen gestellt. Gerade das letztere geht nicht nur in die Halbwertsbreite ein, sondern es bestimmt wesentlich auch die Breite des Linienfußes (z.B. die 1/100-Wert-Breite), die ihrerseits entscheidend dafür ist, daß die kleinen Komponenten des radioaktiven Silbers nicht völlig von den großen Komponenten des stabilen Silbers überlagert werden.

Die von der Firma HALLE, Berlin, gelieferten Platten aus Ultrasil sollten eine Ebenheit von besser als  $\lambda/200$  (im Grünen) aufweisen und waren mit dielektrischen Vielfachschichten für  $\lambda=3300 \text{ \AA}$  beschichtet, dabei aber breitbandig genug, um beide Resonanzlinien des Silbers damit untersuchen zu können. Bei der Auswertung der Messungen ergab sich später aus der Apparatebreite ein Reflexionsvermögen von 96 % (vergl. Abschn. 4.1).

Als mühsam und langwierig erwies sich das Justieren der DF-Spiegel. Zwar war auf die Spiegel als oberste Schicht eine  $\lambda/2$ -Schicht für den roten Bereich vorgesehen<sup>+</sup>), um die

---

<sup>+</sup>) Diese Schicht ist dann als  $\lambda$ -Schicht für den Bereich der untersuchten Linien wirkungslos.

im Sichtbaren praktisch völlig durchsichtigen UV-Spiegel überhaupt visuell justieren zu können; jedoch stellte sich beim Registrieren der Hfs heraus, daß der PF dann bei weitem noch nicht optimal justiert war. Vielmehr mußte durch systematisches Verstellen der Feinjustierung und wiederholtes elektrisches Registrieren der Hfs die beste Einstellung gefunden werden, wozu sich die Auflösung der Grundzustandsaufspaltung der stabilen Isotope als empfindliches Kriterium gut eignete (siehe Fig. 6...9). Ein ähnliches, iteratives Vorgehen war auch bei der Scharfstellung des Ringsystems und seiner Zentrierung auf das Zentrum der Lochblende (Fig. 3) nötig.

Als registrierendes Gas für den Einlauf in den PF wurde Frigen 12 (HOECHST) verwendet. Es hat gegenüber dem sonst üblichen Stickstoff einen größeren Brechungsindex, so daß trotz des großen Dispersionsgebietes im Mittel 20 Ordnungen registriert werden konnten. Der in guter Näherung zeitlineare Einlauf wurde mit Hilfe eines Durchsatzreglers (DREYER-ROSENKRANZ-DROOP), der zwischen die Frigen-Vorratsflasche und den PF geschaltet wurde, erreicht.

### 3.23 Übriger optischer Aufbau

An die übrigen optischen Komponenten wurden keine besonderen Anforderungen gestellt, außer daß sämtliche Linsen, Prismen und Fenster aus Quarzglas (Ultrasil, Herasil) bestehen mußten. Völlig ohne Linsen kommt der UV-Spiegelmonochromator ( $f=50$  cm) (BAUSCH & LOMB) aus, der mit einem Reflexionsgitter ( $1200$  Str./mm,  $\lambda_{B1}=3000$  Å) in Fastie-Ebert Aufstellung ausgerüstet ist.

### 3.24 Wahl der Dispersionsgebiete

Im Interesse einer guten Auflösung wählt man im allgemeinen das Dispersionsgebiet nicht viel größer als die Gesamtaufspaltung der Linie, da die Apparatebreite des PF proportional dem Dispersionsgebiet ist. In manchen Fällen kann sogar ein Verschachteln der Hfs günstig sein, d.h. man wählt ein Dispersionsgebiet kleiner als die Gesamtaufspaltung und läßt zu, daß von der (n-1)-ten Ordnung die langwelligeren Komponenten bereits in den kurzwelligeren Bereich der n-ten Ordnung fallen. Dies ist natürlich nur dann sinnvoll, wenn die typischen Aufspaltungen der Linie groß gegen die Dopplerbreite sind. Wie man der Figur 2 entnimmt, ist dies bei den Resonanzlinien des radioaktiven Silbers der Fall.

Noch deutlicher wird die Situation, wenn man die zu erwartenden Hfs-Kurven für verschiedene Dispersionsgebiete berechnet und nebeneinander aufträgt. In Fig. 4 ist das Ergebnis derartiger Rechnungen für die Linie  $\lambda = 3280 \text{ \AA}$ , das mit Hilfe des in 4.1 beschriebenen Anpassungsprogramms gewonnen wurde, dargestellt. Wir sind dabei von einer sehr geringen Anreicherung (0,1 %) des radioaktiven Isotops neben dem stabilen Isotop ausgegangen und haben, um die Lage der "kleinen" Komponenten relativ zu den "großen" Komponenten zu verdeutlichen, die Höhen der Kurven im logarithmischen Maßstab aufgetragen.

Man erkennt aus der Darstellung, daß als geeignete Dispersionsgebiete nur  $\Delta = 800 \text{ mK}$  und  $\Delta = 1200 \text{ mK}$  in Frage kommen. Das Dispersionsgebiet  $\Delta = 1000 \text{ mK}$ , wo die langwellige und die kurzwellige Komponentengruppe gerade zusammenfallen, ist für die Bestimmung der Aufspaltungsfaktoren natürlich geeignet; wir verwendeten es jedoch bei den ersten Messungen der Meßreihe MOL I, um erste Aussagen über die erzielten Anreicherungen zu erhalten. Bei den übrigen Messungen (MOL I und MOL II) betrug das Dispersionsgebiet

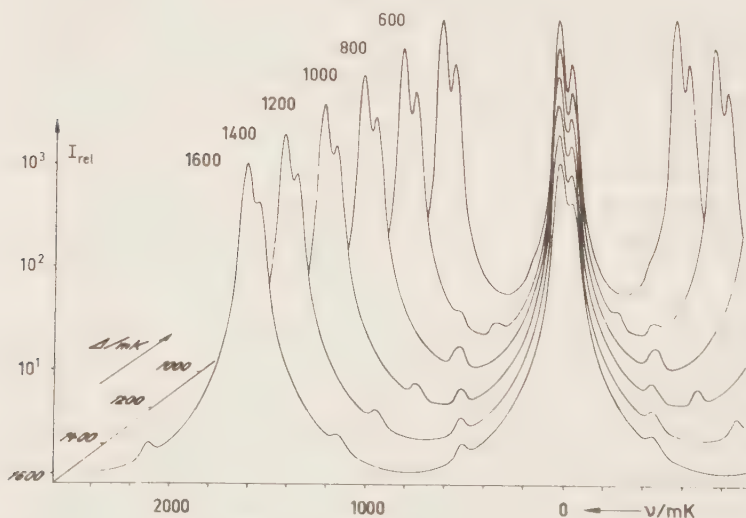
$$\Delta = 1264,1 \text{ mK}$$

bzw.

$$\Delta = 817,39 \text{ mK},$$

das sich nach Gl. (3.1) aus der Dicke der den Abstand zwischen den Interferometerplatten bestimmenden Distanzringe ( $d=3,959$  mm bzw.  $d=6,117$  mm) ergibt.

Die Wahl dieser beiden Dispersionsgebiete hat noch den weiteren Vorteil, daß die beiden Komponentengruppen der radioaktiven Isotope durch die Verschachtelung ihre Lage bezüglich der "großen" Komponenten gerade vertauschen (vergl. Fig. 8, 9). Dadurch konnten mögliche systematische Fehler (vorgetäuschte Verschiebungen durch "Anziehungseffekte" der Komponenten untereinander oder durch nicht entdeckte Stör-  
linien) erkannt und gegebenenfalls durch Mittelwertbildung eliminiert werden. Die Ergebnisse der Messungen mit verschiedenen Dispersionsgebieten gaben allerdings keinen Hinweis auf derartige Effekte.



Figur 4: Berechnete Hfs-Kurven der Linie  $\lambda = 3383 \text{ \AA}$  bei verschiedenen Dispersionsgebieten  $\Delta$  für  $^{109}\text{Ag}$  mit geringer Beimischung von  $^{110}\text{Ag}$ . Die bei der Berechnung zugrunde gelegten Daten waren: Dopplerbreite der Linie  $\delta v_D = 30 \text{ mK}$ , Reflexionsvermögen der Spiegel  $R = 95 \%$ , Anreicherung des  $^{110}\text{Ag}$   $\gamma = 0,1 \%$  (!) - man beachte die logarithmische Auftragung.

### 3.25 Photonen-Zählverfahren

Für den Spektralbereich, in dem die von uns untersuchten Linien liegen, dem nahen UV-Gebiet, ist der Photomultiplier hinsichtlich des Signal/Rauschverhältnisses gegenüber allen anderen Detektoren überlegen. Im Photomultiplier werden bekanntlich durch die auf der Photokathode auftreffenden Photonen Elektronen ausgelöst (Photoelektronen), welche, im nachfolgenden System von Beschleunigungselektroden (Dynoden) vielfach, zu einem Ladungsimpuls an der Anode führen.

Grundsätzlich bieten sich nun zwei Möglichkeiten an, ein dem Photonenstrom proportionales elektrisches Signal zu erhalten:

#### 1. Gleichstromverfahren:

Im Gleichstromverfahren wird der Strom durch den Arbeitswiderstand  $R_A$  an der Anode, meist der Eingangswiderstand des nachfolgenden Gleichstromverstärkers ( $R_A = 10 \dots 100 \text{ k}$ ), gemessen. Dabei findet bereits eine zeitliche Integration der Stromimpulse mit der Zeitkonstanten  $\tau_i$  statt, wobei  $\tau_i$  durch  $R_A$  und die Anoden- und Schaltkapazität  $C_A$  ( $C_A \approx 10 \text{ pF}$ ) bestimmt wird.

Der Photostrom  $I_{ph}$  wird dann in einem Gleichstromverstärker verstärkt, wobei üblicherweise das Ausgangssignal zusätzlich mit einem Dämpfungsglied der Zeitkonstanten  $\tau_d = 0,1 \text{ s}$  bis zu einigen Sekunden geglättet wird, um das Signal/Rauschverhältnis weiter zu verbessern. Dieses Signal muß dann erst durch einen A/D Wandler digitalisiert werden, um auf Lochstreifen ausgegeben werden zu können.

#### 2. Photonen-Zählverfahren:

Beim Photonen-Zählverfahren, im folgenden kurz Zählverfahren genannt, mißt man unmittelbar die Zählrate der an der Anode auftretenden Stromimpulse, die ja proportional

dem Photonenstrom ist, wobei die Öffnungszeit  $\tau_z$  des Zählers nun der Dämpfungskonstanten  $\tau_d$  entspricht. Die Integrationszeit  $\tau_i$  muß dagegen sehr klein sein ( $\tau_i \approx 100$  ns), um ein Aufstocken der Impulse an der Anode bei großen Zählraten zu verhindern. Die im Zähler digital vorliegende Information kann dann unmittelbar auf Lochstreifen ausgegeben werden.

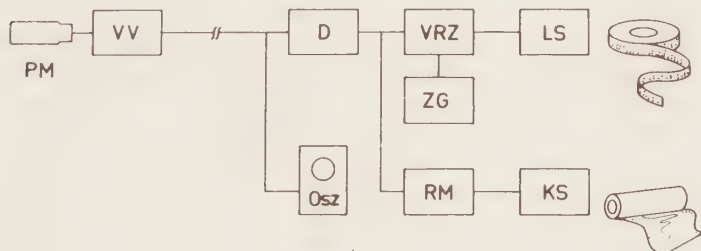
Vor- und Nachteile beider Verfahren sind bereits ausführlich von verschiedenen Autoren diskutiert worden [JA 67, SCH 64, AO 68]. Eine besondere Rolle spielt dabei der Dunkelstrom  $I_d$  (resp. die Dunkelzählrate), der durch thermisch ausgelöste Elektronen im Photomultiplier hervorgerufen wird. Soweit diese in der Photokathode ausgelöst werden, sind die daher rührenden Dunkelstromimpulse natürlich nicht von den durch Photonen ausgelösten Lichtstromimpulsen zu unterscheiden; stammen sie jedoch von den Dynoden, so werden die Dunkelstromimpulse im Mittel kleiner als die Lichtstromimpulse sein und können von diesen diskriminiert werden, falls man die Impulse über einen Schwellendiskriminator in den Zähler gelangen läßt. In der Tat zeigt es sich, daß sich der Anteil der Dunkelimpulsrate am gemessenen Signal durch Wahl einer geeigneten Schwelle deutlich verringern läßt. Weiterhin lassen sich auf diese Weise auch alle anderen Störspannungen unterhalb der Schwellenspannung  $U_g$  ausschalten, während sie beim Gleichspannungsverfahren mit integriert werden.

Im praktischen Betrieb wird der Dunkelstrom im allgemeinen bereits durch Kühlen des Photomultipliers drastisch gesenkt, so daß der Vorteil der teilweisen Dunkelimpulsdiskriminierung beim Zählverfahren nicht mehr so entscheidend ist. Vielmehr ist hier von Bedeutung, daß das Zählverfahren grundsätzlich unempfindlich ist gegen Kriechströme, die beim Gleichstromverfahren die untere Nachweisgrenze bestimmen, falls der Dunkelstrom und das damit verbundene Rauschen durch das Kühlen vernachlässigbar ist.

Ein weiterer, für unsere Aufgabenstellung entscheidender Vorteil des Zählverfahrens liegt darin, daß sehr kleine Photonenströme (entsprechend 100 Imp./s) neben sehr großen Photonenströmen ( $10^5$  Imp./s) gemessen werden können ohne daß irgend ein Meßbereich umgeschaltet werden muß. Bei den ersten Registrierungen mit den "heißen" Hohlkathoden erwies sich nämlich die bestehende Gleichstrom-Meßapparatur mit einer vierstelligen digitalen Signaldarstellung als zu grob, um die Struktur der radioaktiven Isotope neben der jeweiligen Struktur des stabilen Isotops in allen Feinheiten zu registrieren.

Deshalb, sowie wegen der vorher erwähnten Vorteile, entschieden wir uns für das Zählverfahren, das im folgenden genauer beschrieben werden soll.

Den schematischen Aufbau der Nachweisapparatur zeigt Fig. 5.



Figur 5: Blockschaltbild zum Photonen-Zählverfahren

Die von der Anode des Photomultipliers PM (150 UVP, VALVO) abgenommenen Impulse werden in dem Impulsvorverstärker VV vorverstärkt. Der Impulsvorverstärker besteht aus zwei hintereinandergeschalteten HF-Video-Verstärkern des Typs SG 3401 (SILICON GENERAL), die als integrierte Schaltkreise nur einige Kondensatoren als äußere Beschaltung benötigen und so eine räumlich sehr gedrängte Bauweise des Verstärkers gestatteten. Mit einer Anstiegs- und Abfallzeit von 5 ns

erwies er sich für unsere Zwecke als hinreichend schnell (die Anstiegszeiten der Photomultiplierimpulse liegen in der gleichen Größenordnung) und sein Rauschen war vernachlässigbar klein gegen die mittlere Höhe der Photomultiplierimpulse. Die Zeitkonstante  $\tau_i$ , die für den Abfall der Impulse verantwortlich ist, wird bestimmt durch den Eingangswiderstand des Verstärkers  $R_e = 2,5 \text{ K}$  und der Anodenkapazität  $C_A \approx 10 \text{ pF}$ , sie ist mit  $\tau_i \approx 25 \text{ ns}$  hinreichend klein für Zählraten bis zu  $10^6/\text{s}$ . Der Verstärker wurde auf etwa hundertfache Verstärkung eingestellt und räumlich unmittelbar hinter dem Photomultiplier angeordnet, um störende HF-Einstreuungen möglichst gering zu halten. Das Oszilloskop Osz dient zur visuellen Kontrolle der vorverstärkten Impulse während der Registrierung. Vom Ausgang des Vorverstärkers gelangen die Impulse zum Diskriminator D und der gesamten Zähleinheit im Steuerraum des Labors. Als Diskriminator dient der zeitbestimmende Schwellenverstärker FHN 2005 A (FRIESEKE & HOEPFNER), dessen Normalimpulse am Ausgang auch für hohe Zählraten hinreichend kurz einstellbar sind, und dessen Schwelle von 1 mV bis 1 V im Verhältnis 1:3:10 umschaltbar ist. Die Normimpulse werden dem Zähler VRZ 01, der vom Zeitgeber ZG 03 gesteuert wird, zugeführt. Zähler und Zeitgeber (wie auch die gesamte Ansteuerelektronik für den Streifenstanzer) wurden im Elektroniklabor des Fachbereichs entwickelt und aufgebaut. Die Totzeit des gesamten Nachweissystems wird durch die im Zähler fest eingestellte Totzeit von 100 ns gegeben, die größer ist als alle anderen Tot- oder Erholzeiten bzw. Impulsbreiten, so daß nötigenfalls bei höheren Zählraten eine einfache rechnerische Totzeitkorrektur möglich ist<sup>+</sup>). Vom Zähler schließlich gelangt das digitale Signal über eine Ansteuereinheit an den Lochstreifenstanzer LS.

---

<sup>+</sup>) In unserem Fall wurde auf eine Totzeitkorrektur, d.h. auf eine strenge Linearität bei hohen Zählraten verzichtet, da der Einfluß der Selbstabsorption als nichtlinearer Effekt sicher größer war als der Totzeiteffekt (vgl. Abschnitt 4.21).

Parallel zum Zähler werden die Impulse dem Ratemeter RM (LB 2232, BERTHOLD) zugeführt, in dem ein der Impulsrate proportionales Analogsignal gewonnen wird, welches seinerseits auf einen Kompensationsschreiber KS gegeben wird. Die Schreiberaufzeichnung dient jedoch nur zur Kontrolle des Versuchsablaufs, während zur weiteren Auswertung nur der Lochstreifen benutzt wird.

Die optimalen Betriebsbedingungen der gesamten Nachweisapparatur lassen sich leicht finden, wenn man davon ausgeht, daß die Diskriminatorschwelle sicher über dem Verstärkerrauschen, Brumm- und HF-Einstreuungen, wie sie sich auch bei sorgfältiger Abschirmung nicht ganz vermeiden lassen, liegen muß. In unserem Falle erwies sich die Schwellenspannung  $U_s = 30$  mV als ausreichend. Läßt man dann den Vorverstärker auf 100-facher Verstärkung fest eingestellt, so läßt sich die optimale Betriebsspannung des Photomultipliers ermitteln, indem man eine Kennlinie aufnimmt, die (bei mäßig beleuchteter Photokathode) die Abhängigkeit der Zählrate von der angelegten Spannung wiedergibt. Man beobachtet bei niedrigen Spannungen ein rasches Ansteigen der Zählrate mit der Spannung, das daher rührt, daß mit steigender Stromverstärkung des Photomultipliers ein immer größerer Teil der Impulse die Schwelle übersteigt und damit vom Zähler erfaßt wird. Von einer gewissen Spannung an erkennt man dann ein schwaches Plateau in der Kennlinie, d.h. die Zählrate steigt nur noch sehr schwach mit steigender Spannung. Die mittlere Impulshöhe übersteigt nun die Diskriminatorschwelle deutlich, so daß beim weiteren Erhöhen der Spannung nur noch die innerhalb der Impulshöhenverteilung seltenen kleinen Impulse hinzukommen. Man wird den "Arbeitspunkt" also an den Anfang dieses Plateaus legen, wo man die größte Zahl der Photoimpulse bereits erfaßt, wo andererseits aber die von den Dynoden her rührenden thermischen Dunkelimpulse noch unterdrückt werden.

Diese Kennlinien sind für jeden Multipliertyp sehr verschieden; es empfiehlt sich sogar, für das verwendete Exemplar eine

eigene Kennlinie aufzunehmen, da auch die Exemplarstreuungen beträchtlich sein können. Bei dem verwendeten Exemplar des 150 UVP von VALVO lag dieser günstigste Arbeitsbereich bei 1100 bis 1200 V. Die mittlere Impulshöhe am Eingang des Diskriminators betrug dann etwa 150 mV.

In dieser Einstellung arbeitete die Zählapparatur zufriedenstellend, so daß innerhalb der aus durchschnittlich 8000 Meßwerten bestehenden Registrierung meistens keine, höchstens aber bis zu 5 durch Störimpulse merklich verfälschte Meßwerte auftraten. Diese konnten beim Einlesen der Daten in den Rechner mittels eines speziellen Programms erkannt und automatisch korrigiert werden.

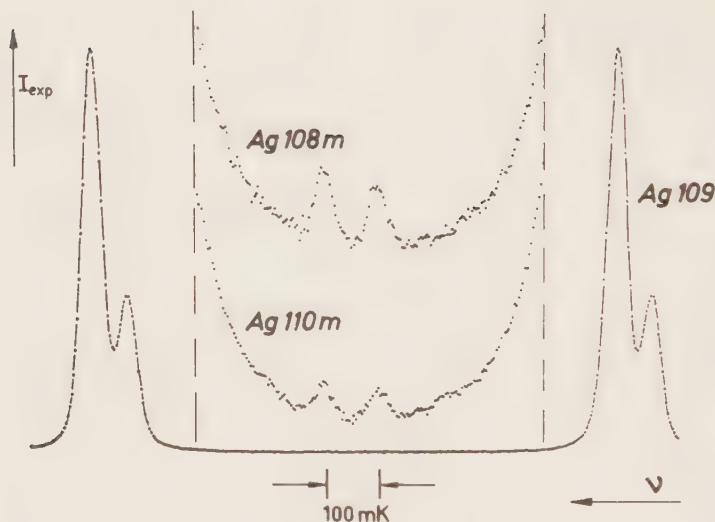
#### 4. Auswertung

##### 4.1 Auswerteverfahren

Das Verfahren zur Auswertung von Hyperfeinstrukturregistrierungen mit Hilfe eines Digitalrechners ist ausführlich von HÜHNERMANN beschrieben worden [Hü 67]; es soll hier nur soweit erläutert werden, wie es zum Verständnis der besonderen Probleme in unserem Fall nötig ist.

In einem ersten Schritt werden die Meßwerte aller registrierten Interferenzordnungen (etwa 15...20) zu einer einzigen Ordnung überlagert. Diese "Überlagerung" dient lediglich dazu, das Signal-Rauschverhältnis der in der eigentlichen Auswertung zu verarbeitenden Meßkurve zu verbessern, die physikalische Information der so erhaltenen Ordnung bleibt gegenüber den einzelnen Ordnungen unverändert. Beispiele von solchen Überlagerungen zeigt Fig. 6 sowie weiter unten Fig. 7...9.

Die eigentliche Auswertung geschieht in dem Programm "Anpassung", in dem eine berechnete Hfs-Kurve mit der Überlagerung verglichen wird und die in die berechnete Kurve eingehenden Parameter bis zum Minimum der Summe der Fehlerquadrate variiert werden. Dabei wird die berechnete Kurve aus den einzelnen Hfs-Komponenten zusammengesetzt, deren Lage sich aus den A- und B-Faktoren nach Gl. (2.3) und (2.4) sowie einer eventuellen ISV ergibt und deren Höhe durch die theoretischen relativen Übergangswahrscheinlichkeiten vorgegeben ist. Als Kurvenform der Einzelkomponente wird eine Faltung der Apparatfunktion (im wesentlichen eine Airy-Funktion) mit der Gauß-Funktion, die die Form der durch den Dopplereffekt verbreiterten Spektrallinie beschreibt, angenommen.



Figur 6: Beispiele für Überlagerungen

Überlagerung einer Hfs-Registrierung der Linie  $\lambda = 3280 \text{ \AA}$  bei einem Dispersionsgebiet von 1000 mK. Der mittlere Ausschnitt ist 100-fach überhört dargestellt. Die Anreicherung des Ag 110m betrug 0,11 % und die des Ag 108m (das zum Vergleich mit eingezeichnet wurde) 0,24 % (Meßreihe MOL I). Bei diesem Dispersionsgebiet ist die Hfs bereits verschachtelt, d.h. anstelle von vier sind nur zwei Hfs-Komponenten des metastabilen Isotops zu beobachten; vergl. Fig. 2 u. 4.

## 4.2 Vorgehen bei der Anpassung

### 4.21 Zugrundegelegte A-Faktoren

Tabelle 2 gibt einen Überblick über die am Beginn dieser Arbeit bekannten A-Faktoren. Die Grundzustandsaufspaltungen wurden durchweg in Atomstrahlresonanzexperimenten mit hoher Genauigkeit gemessen. Die A-Faktoren des  $^2P_{1/2}$ -Terms wurden von uns in einer früheren Untersuchung und der des  $^2P_{3/2}$ -Terms

von BUCKA et.al. in einem level-crossing Experiment am  $^{109}\text{Ag}$  gemessen. Zwar ist die Genauigkeit dieser A-Faktoren nicht so hoch wie die der  $A(^2S_{1/2})$ -Faktoren, jedoch sollte sie sich nicht auf die Bestimmung der Parameter der hier interessierenden metastabilen Isotope auswirken, da deren Komponenten immer weit genug von den Komponenten der stabilen Isotope entfernt lagen. Bei den Anpassungen der Meßreihe MOL I für  $^{108}\text{mAg}$  und teilweise auch für  $^{110}\text{mAg}$  allerdings wurden die  $A(^2P)$ -Faktoren der metastabilen Isotope aus denen der stabilen Isotope nach der näherungsweise gültigen Beziehung (vergl. Abschnitt 4.32)

$$\frac{A(^2P)_{108\text{m}}}{A(^2P)_{107}} \approx \frac{A(^2S)_{108\text{m}}}{A(^2S)_{107}}$$

berechnet, woraus unter anderem die geringere Genauigkeit dieser Ergebnisse resultiert (siehe Tab. 3).

Bei den Auswertungen der Meßreihe MOL II stützten wir uns lediglich auf die von SCHMELLING et. al. sehr genau gemessene Grundzustandsaufspaltung des  $^{110}\text{mAg}$  [SES 67], alle übrigen Aufspaltungsfaktoren konnten aus den Anpassungen bestimmt werden.

Tabelle 2

Hfs-Aufspaltungsfaktoren einiger Silberisotope, soweit sie bei der Anpassung fest vorgegeben wurden.

| Ag -<br>Isotop | $A(^2S_{1/2})$<br>mK          | $A(^2P_{1/2})$<br>mK | $A(^2P_{3/2})$<br>mK |
|----------------|-------------------------------|----------------------|----------------------|
| 107            | -57,123 [DP 67] <sup>+</sup>  | -5,91(9) [FHM 70]    | ?                    |
| 109            | -65,943 [DP 67] <sup>+</sup>  | -6,72(9) [FHM 70]    | -1,245(24) [BEN 71]  |
| 110m           | 155,563 [SES 67] <sup>+</sup> | ?                    | ?                    |

Die mit <sup>+</sup> versehenen A-Faktoren wurden aus den in MHz von den Autoren angegebenen Grundzustandsaufspaltungen in mK umgerechnet. Ihre Genauigkeit ist um einige Größenordnungen höher als es der hier angegebenen Stellenzahl entspricht.

- 
- d) als relative Häufigkeit des stabilen Isotops wurde P=100 gesetzt
- e) wurde nur zur Kontrolle variiert, zu vergleichen mit dem sonst fest eingegebenen Wert  $A(^2S_{1/2})=155.563$  mK [SES 67]
- f) feste Eingabe des Literaturwertes für  $A(^2S_{1/2})$
- g) Zu vergleichen mit den vorläufigen Werten aus einem level-crossing-Experiment von MOE und McDERMOTT [MM 73]:  $A(P_{3/2}) = 2,8(1)$  mK und  $B(P_{3/2}) = 12,1(20)$  mK. Für  $^{110}\text{mAg}$  sind etwa gleichgroße Aufspaltungsfaktoren zu erwarten; die Fehler werden nach der endgültigen Auswertung noch wesentlich kleiner sein (pers. Mitteilg.).

Tabelle 3

Ergebnisse aus sämtlichen Anpassungen. Die Mittelwerte wurden aus N Registrierungen gewonnen, der angegebene Fehler stellt den einfachen statistischen Fehler dar. Da innerhalb dieser Fehler die bei verschiedenen Dispersionsgebieten gewonnenen Einzelergebnisse gut übereinstimmen, wurde auf eine Aufschlüsselung der Ergebnisse nach Dispersionsgebieten verzichtet.

| variiertes<br>Parameter<br>(Mittelw.) |                                    | Meßreihe   |    |             |    |       |
|---------------------------------------|------------------------------------|------------|----|-------------|----|-------|
|                                       |                                    | MOL I      | N  | MOL II      | N  | Bem.  |
| Ag 108m                               | $A(^2S_{1/2})/\text{mK}$           | 154,54(15) | 6  | 154,471(30) | 8  | a     |
|                                       | $A(^2P_{1/2})/\text{mK}$           | -          | -  | 15,480(30)  | 8  |       |
|                                       | $A(^4F_{3/2})/\text{mK}$           | -          | -  | 2,776(20)   | 5  | b,g   |
|                                       | $B(^2P_{3/2})/\text{mK}$           | 12(2)      | 3  | 13,1(5)     | 5  | b,g   |
|                                       | $\Delta v(^3383)/\text{mK}$<br>ISV | 14,3(6)    | 3  | 13,8(3)     | 8  | c     |
|                                       | $\Delta v(^3380)/\text{mK}$<br>ISV | 14,0(6)    | 3  | 14,0(3)     | 5  | c     |
|                                       | P                                  | 0,242(9)   | 6  | 0,379(5)    | 13 | a,d   |
| Ag 110m                               | $A(^2S_{1/2})/\text{mK}$           | -          | -  | 155,582(24) | 9  | e     |
|                                       | $A(^2P_{1/2})/\text{mK}$           | 15,6(3)    | 2  | 15,596(29)  | 10 | f     |
|                                       | $A(^2P_{3/2})/\text{mK}$           | 2,96(10)   | 7  | 2,791(16)   | 5  | f     |
|                                       | $B(^2P_{3/2})/\text{mK}$           | 14(2)      | 8  | 14,2(6)     | 5  | f     |
|                                       | $\Delta v(^3383)/\text{mK}$<br>ISV | -2,1(10)   | 2  | -2,2(1)     | 10 | c,f   |
|                                       | $\Delta v(^3280)/\text{mK}$<br>ISV | -1,5(5)    | 9  | -2,3(2)     | 5  | c,f   |
|                                       | P                                  | 0,110(4)   | 11 | 0,815(6)    | 16 | a,d,f |

a) Mittelwert aus sämtlichen Messungen

b) feste Eingabe des Mittelwertes für  $A(^2S_{1/2})$  aus den Messungen des  $^2P_{1/2}-^2S_{1/2}$  Übergangs.

c) bezogen auf Ag 109

#### 4.22 Berücksichtigung der Selbstabsorption

Es zeigte sich bei den ersten Anpassungsversuchen, daß bereits die Anpassung der Komponenten der stabilen Isotope Schwierigkeiten bereitete. Wir führten dies auf den Einfluß der Selbstabsorption und der damit verbundenen Abweichungen von den angenommenen relativen Intensitätsverhältnissen und der Kurvenform zurück. Den Einfluß auf die relativen Intensitäten kann man in erster Näherung berücksichtigen [Sch 70] durch einen zusätzlichen Parameter  $\beta$ , der die Intensitäten  $I_0$  gemäß

$$I = I_0 (1 - \beta I_0)$$

korrigiert. Auf eine darüberhinausgehende Korrektur jedes einzelnen Kurvenpunktes, die dann auch die Kurvenform verändert hätte, haben wir verzichtet, da sie einerseits für die Auswertung der metastabilen Komponenten nicht relevant ist ( $I_0$  ist hier sehr klein!) andererseits aber zusätzlichen Programmier- und Rechenzeitaufwand erfordern würde. Mit der oben angegebenen Korrektur wurde die Summe der Fehlerquadrate, die ja ein Maß für die Güte der Messung ist, in den meisten Fällen um mehr als die Hälfte verringert. Dennoch erwies es sich als zweckmäßig, zur genaueren Auswertung der Struktur der metastabilen Isotope den betreffenden Ausschnitt der Hfs-Kurve nochmals anzupassen ohne Rücksicht auf die Güte der Anpassung der stabilen Isotope. Dies wurde durch den Programmschritt "Maske" erreicht, in dem nicht relevante Teile der Kurve einfach durch Nullsetzen der Differenz zwischen berechneter und gemessener Kurve "maskiert" wurden (s. Fig. 7...9). Um die Zahl der zu variierenden Parameter klein zu halten, wurden für diese Anpassung aus der vorhergehenden Gesamtanpassung die Parameter Halbwertsbreite, relative Isotopenhäufigkeit und die Selbstabsorptionskante  $\beta$  fest übernommen. Ein weiterer Kurvenformparameter, der die Anteile von Gauß- und Lorentzfunktion an der Kurvenform beschreibt, wurde dagegen frei variiert, er verliert dabei aber

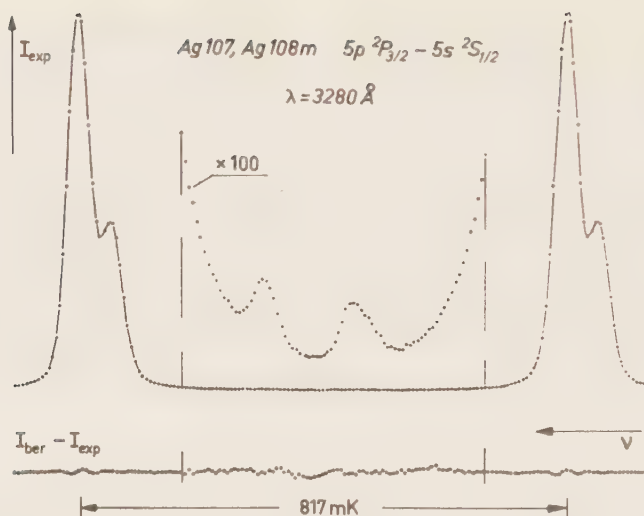
weitgehend seine ursprüngliche Bedeutung und dient nur zur Beschreibung des Untergrundes unter den metastabilen Komponenten.

Dieses Vorgehen brachte in den meisten Fällen eine Verringerung der Summe der Fehlerquadrate um mehr als einen Faktor zehn, was sich in einer entsprechenden Verringerung des Fehlers bei der Bestimmung der A- und B-Faktoren äußerte. Insbesondere bei der zweiten Meßreihe (MOL II) war es so möglich, die  $A(^{2}\text{P}_{3/2,1/2})$ -Faktoren mit einer Genauigkeit zu bestimmen, die diejenige der entsprechenden A-Faktoren der stabilen Isotope noch übertraf.

#### 4.23 Ergebnisse aus den Anpassungen

Beispiele für einige wie oben beschrieben gewonnene Anpassungen sind in Figur 7, 8 u. 9 dargestellt. Die berechneten Kurvenpunkte wurden nicht mit eingezeichnet, stattdessen ist unterhalb der Kurven die Differenz zwischen berechneter und experimenteller Kurve aufgetragen. Weitere Einzelheiten sind aus den Bildunterschriften zu entnehmen.

Eine Übersicht über die aus den Messungen gewonnenen Mittelwerte gibt die Tabelle 3. Zum Vergleich sind die Ergebnisse aus der ersten und der zweiten Bestrahlung eingetragen. Wie man sieht, sind die Fehlergrenzen der zweiten Meßreihe deutlich kleiner, was in erster Linie auf die größere relative Häufigkeit der metastabilen Isotope, zum Teil aber auch auf die verbesserte Experimentier- und Auswertetechnik zurückzuführen ist. Wir sind deshalb bei unseren weiteren Schlüssen, die wir aus den Meßwerten gezogen haben, stets von den Ergebnissen der Meßreihe MOL II ausgegangen.



**Figur 7:** Beispiel für eine Überlagerung und Anpassung einer Hfs-Registrierung. Unterhalb der Hfs-Kurve ist die Differenz zwischen experimentellen und berechneten Kurvenpunkten aufgetragen ( $I_{\text{ber}} - I_{\text{exp}}$ ). Die äußeren Abschnitte unter den großen Komponenten wurden als Ergebnis der Anpassung ohne Maske, der innere Teil - 100-fach vergrößert, wie auch die Meßkurve darüber - wurde als Ergebnis der Anpassung mit Maske erhalten. Man beachte die Verschachtelung der Hfs, d.h. die linke, schmalere Komponentengruppe des Ag 108 m gehört zur gleichen Ordnung wie die großen Komponenten des stabilen Silbers ganz rechts und umgekehrt. Die unterschiedliche Breite der wegen der geringen  $P_{3/2}$ -Aufspaltung nicht aufzulösenden Komponentengruppen rührt im wesentlichen vom B-Faktor her.

**Figur 8 u. 9:** Hfs der Linie  $\lambda = 3383 \text{ \AA}$  für  $^{109,110}\text{Ag}$  bei großem Dispersionsgebiet (Fig. 8) und bei kleinem Dispersionsgebiet (Fig. 9). Anreicherung des Ag 110m: 0,8 % (Meßreihe MOL II). Die beiden von der  $P_{1/2}$ -Aufspaltung herrührenden Dubletts (gekennzeichnet durch die Klammern; vergl. auch Abb. 2) erscheinen in Fig. 8 in "normaler" Reihenfolge, in Fig. 9 sind sie gerade vertauscht, d.h. die Hfs ist hier verschachtelt. Unterhalb der Kurven ist die Differenz ( $I_{\text{ber}} - I_{\text{exp}}$ ) für den bei der Anpassung nicht "maskierten" Ausschnitt aufgetragen.

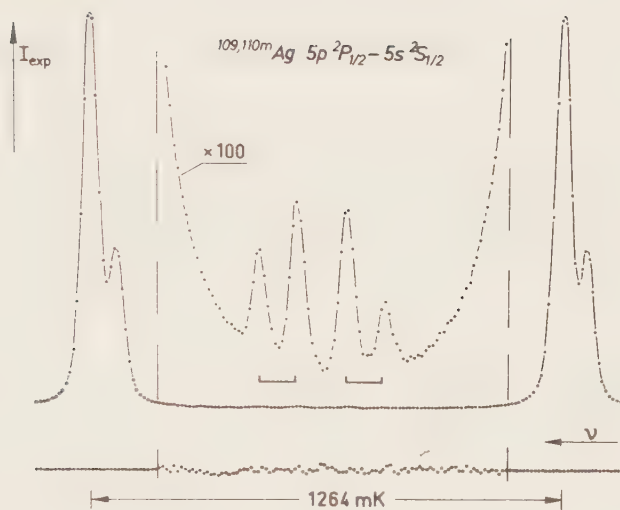


Figure 8

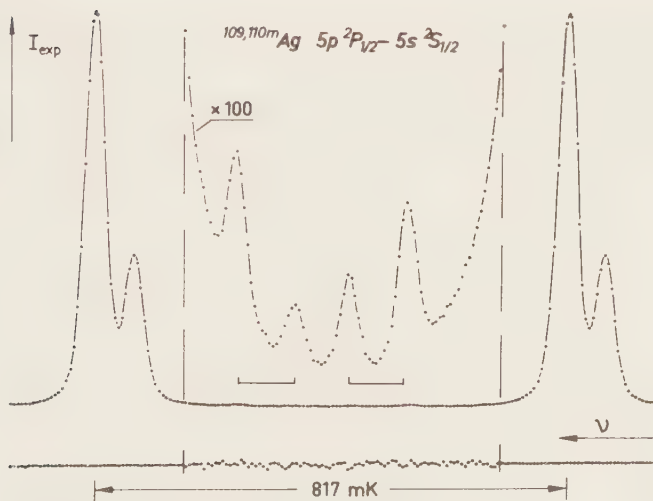


Figure 9

### 4.3 Bestimmung der Kernmomente

#### 4.31 Kernspin von $^{108m}\text{Ag}$

Eine direkte experimentelle Bestimmung des Kernspins  $I$  von  $^{108m}\text{Ag}$  stand, wie in der Einleitung bereits erwähnt, noch aus. Es lag daher nahe, im Rahmen der Hfs-Untersuchungen, die ja als klassische Methode der Bestimmung von Kernspins gelten können, den für das  $^{108m}\text{Ag}$  geforderten Kernspin  $I=6$  zu bestätigen.

Besonders einfach wird die Bestimmung des Kernspins, wenn dieser kleiner als der Hüllendrehimpuls ist. Die Hfs kann dann eine "Fahnenstruktur" zeigen, die es gestattet, durch Abzählen der  $2I+1$  Komponenten den Kernspin unmittelbar zu gewinnen (vergl. [Ko 56]). In unserem Falle, wo wir von vornherein einen hohen Kernspin erwarten, sind wir allerdings nur auf die Information angewiesen, die wir aus den relativen Intensitäten der Hfs-Komponenten erhalten.

Es gibt nun zwei Möglichkeiten, den Kernspin bei der Anpassung zu bestimmen: entweder man läßt  $I$  als kontinuierlichen Parameter mitvariieren oder man läßt für  $I$  nur diskrete Werte zu und macht für diesen Satz von Werten getrennten Anpassungen, deren Güte wiederum durch die Summe der Fehlerquadrate bestimmt ist. Das Verfahren wird allerdings um so unsicherer, je größer  $I$  wird. So verhalten sich im vorliegenden Falle die Intensitäten der beiden von der Grundzustandsaufspaltung herrührenden Komponentengruppen (siehe Fig. 2) wie  $(I+1)/I$ , sind also bei großem  $I$  nur noch schwach von  $I$  abhängig. Wird zudem noch der Untergrund unter diesen Komponenten unterschiedlich beeinflusst, kann die Kernspinbestimmung aus den relativen Intensitäten schon fragwürdig werden.

So führten beide Verfahren bei ausgewählten Messungen der Reihe MOL I zu keinem Erfolg. Lediglich ein hoher Kernspin

( $I \geq 4$ ) konnte so bestätigt werden, genauere Aussagen waren wegen des schlechten Signal/Rauschverhältnisses nicht zu machen.

Die Messungen der Reihe MOL II versprochen, schon wegen der höheren Anreicherungen, einen größeren Erfolg. Wir verbesserten daher zunächst das Signal/Rauschverhältnis, indem wir die überlagerten Meßwerte der einzelnen Registrierungen gleichen Typs (gleiches Isotop, gleiche Linie, gleiches Dispersionsgebiet) nochmals zu einer "Super-Überlagerung" aufaddierten - so wie es im Programm Überlagerung mit den einzelnen Ordnungen einer Registrierung geschieht - und paßten diese dann wie in 4.1 beschrieben an, wobei der Kernspin variiert wurde. Dieses Verfahren wurde zunächst am  $^{110}\text{Ag}$ , dessen Kernspin mit  $I=6$  gesichert ist, getestet. In der Tat lieferte sowohl die kontinuierliche Variation des Kernspins wie auch die Eingabe eines Satzes von diskreten Werten ( $I=4 \dots 8$ ) als Ergebnis  $I=6$ , wobei sich im ersten Falle eher eine Tendenz zu  $I=5$  als zu  $I=7$  andeutete.

Die entsprechenden Anpassungen für  $^{108m}\text{Ag}$  ergaben in der Mehrzahl der Fälle ebenfalls  $I=6$ , allerdings war hier die Abhängigkeit der Summe der Fehlerquadrate vom Kernspin nicht so ausgeprägt wie im Falle des  $^{110m}\text{Ag}$ . Die Ergebnisse lassen jedoch den Kernspin für  $^{108m}\text{Ag}$  mit

$$I(^{108m}\text{Ag}) = 6$$

als experimentell gesichert erscheinen.

#### 4.32 Das magnetische Kerndipolmoment von $^{108}\text{m}_{\text{Ag}}$ und Hyperfeinstrukturanomalie

Wie bereits im einleitenden Abschnitt über das Zustandekommen der Hyperfeinstruktur erwähnt (2.21) beschreiben die A- und B-Faktoren die Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Dipolmoment des Kerns und dem von den Elektronen erzeugten Magnetfeld am Kernort  $\overline{H(0)}$  bzw. dem elektrischen Quadrupolmoment des Kernes  $Q_I$  und dem Gradienten des elektrischen Feldes am Kernort  $\overline{\Phi_{ZZ}}$ . Für die A-Faktoren liefert die quantenmechanische Berechnung von  $\overline{H(0)}$  die bekannten Goudsmit'schen Formeln (siehe z.B. [Ko 56]):

für ein s-Elektron:

$$a_s = \frac{8}{3} \hbar c R_\infty \alpha^2 \frac{Z Z_a^2}{n_a^3} \left(1 - \frac{d\sigma}{dn}\right) g_I' F_r(j, Z) (1-\epsilon) (1-\delta) \quad (4.1)$$

für ein p- oder d-Elektron:

$$a_j = a_1 \frac{1(1+1)}{j(j+1)} F_r(j, Z_i) (1-\epsilon) (1-\delta) \quad (4.2)$$

mit

$$a_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} 2\mu_B^2 \langle r^{-3} \rangle g_I' \quad (4.2a)$$

Dabei bedeuten  $Z_a$  die äußere Kernladungszahl,  $n_a$  die effektive Quantenzahl,  $F_r$  eine relativistische Korrektur und  $(1-\epsilon)$ ,  $(1-\delta)$  weitere Korrekturen, die das endlich ausgedehnte Kernvolumen berücksichtigen.  $d\sigma/dn$  sowie der Wert für  $\langle r^{-3} \rangle$  können aus der Feinstrukturaufspaltung  $\Delta v$  entnommen werden, wobei gilt:

$$\langle r^{-3} \rangle = \frac{4\pi}{\mu_0} \frac{\Delta v}{2\mu_B^2 (1+1/2) Z_i H_r(1, Z_i)} \quad (4.3)$$

mit der weiteren Korrektur  $H_r$ , die von der inneren Kernladungszahl  $Z_i$  abhängt ( $Z_i \approx Z-4$  für p-Elektronen). Die übrigen Symbole haben ihre übliche Bedeutung (vergl. Anhang 4).

Die Gln. (4.1) bzw. (4.2) gestatten es grundsätzlich bei einem Einelektronenspektrum, wie es hier vorliegt, aus den gemessenen A-Faktoren den Kern-g-Faktor  $g_I'$  und, falls der Kernspin bekannt ist, das magnetische Moment  $\mu_I$  zu berechnen.

Um die Unsicherheit bezüglich der aus der (ungestörten!) Feinstruktur zu bestimmenden Größen sowie der etwas zweifelhaften relativistischen Korrekturen und Volumenkorrekturen zu vermeiden, ist es allerdings vorteilhafter, die Berechnung des Kernmoments auf ein zweites, bekanntes Kernmoment zurückzuführen vermöge der Relation der A-Faktoren

$$\frac{a(1)}{a(2)} = \frac{\mu_I(1) \cdot I(2)}{I(1) \cdot \mu_I(2)} (1 + {}^1\Delta^2), \quad (4.4)$$

wobei in der Hyperfeinstrukturanomalie (HfA)  ${}^1\Delta^2$  eventuelle Unterschiede in den Volumenkorrekturen berücksichtigt werden.

Für die Berechnung des magnetischen Moments  $\mu(108m)$  nach Gl. (4.4) ziehen wir als zweites Isotop das  ${}^{110m}\text{Ag}$  heran, dessen magnetisches Moment von SCHMELLING et al. in einem Alphastrahlentransportexperiment zu  $\mu_I = 0,604(4)\mu_K$  bestimmt wurde [SES 67]. Zwar ist auch der  $A(2S_{1/2})$ -Faktor von  ${}^{110m}\text{Ag}$  hinreichend genau gemessen, wir können ihn aber zusammen mit dem von uns gemessenen  $A(2S_{1/2})$ -Faktor von  ${}^{108m}\text{Ag}$  zur Bestimmung von  $\mu(108m)$  nicht benutzen, da wir die Hyperfeinstrukturanomalie  ${}^{108m}_{\Delta_S} {}^{110m}$  nicht kennen, und wir diese von vornherein nicht vernachlässigen wollen. Sie nimmt im Falle von  ${}^{109,110m}\text{Ag}$  immerhin den außergewöhnlich hohen Wert von 2,5% an. Wir verwenden vielmehr die von uns ebenfalls mit hinreichender Genauigkeit gemessenen A-Faktoren der  $P_{1/2}$ -Terme,

deren HfA bei mittlerem Z um mindestens eine Größenordnung kleiner ist als die der S-Terme (siehe Abschn. 5.3). Unter Vernachlässigung dieser HfA erhalten wir dann aus Gl. (4.4) mit den  $A(^2P_{1/2})$ -Faktoren aus Tabelle 3 für das magnetische Kerndipolmoment des  $^{108m}\text{Ag}$

$$\mu_I(^{108m}) = 3,607(18) \mu_K ,$$

das damit im Rahmen unserer Meßgenauigkeit genau so groß ausfällt wie das magnetische Moment des  $^{110m}\text{Ag}$ .

Mit dem so bestimmten magnetischen Moment sind wir auch in der Lage, die HfA der S-Terme gegenüber dem  $^{110m}\text{Ag}$  zu berechnen

$$^{108m}\Delta_S^{110m} = \frac{A_S(^{108m}) \mu_I(^{110m})}{A_S(^{110m}) \mu_I(^{108m})} - 1 .$$

Sie ergibt sich mit den aus Tab. 2 und 3 zu entnehmenden  $A_S$ -Faktoren zu

$$^{108m}\Delta_S^{110m} = 0,001(7) ,$$

verschwindet also innerhalb unserer Meßgenauigkeit. In Abschnitt 5.3 werden wir versuchen, dieses Ergebnis zu deuten.

#### 4.33 Die Quadrupolmomente von $^{108m,110m}\text{Ag}$

Wie in Abschnitt 2.21 erwähnt, kann man aus dem gemessenen B-Faktor der Hfs das Quadrupolmoment  $Q_I$  bestimmen. Anstelle von Gl. (2.6) tritt, wenn man  $\overline{\varphi_{ZZ}}$  für ein Elektron mit  $j \geq 1/2$  berechnet, der Ausdruck für den Einelektronen-B-Faktor [Ko 56]:

$$i = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} e^2 Q_I \frac{2j-1}{2j+1} \langle r^{-3} \rangle R_r(j, Z_i) \quad (4.5)$$

mit der relativistischen Korrektur  $R_r$ , die wie die bereits erwähnten Korrekturen bei KOPFERMANN tabelliert ist.

Da keines der Quadrupolmomente der beiden metastabilen Isotope bekannt war und das der stabilen Isotope spektroskopisch nicht meßbar ist ( $I=1/2$ ), können wir keine Relativmessung durchführen, entsprechend unserem Vorgehen bei den magnetischen Momenten, sondern wir müssen Gl. (4.5) direkt mit Hilfe der gemessenen B-Faktoren auswerten. Zweckmäßigerweise greift man aber dabei nicht auf die  $\langle r^{-3} \rangle$ -Werte aus der Feinstruktur zurück (Gl. (4.3)), da die Feinstrukturaufspaltung durch Nachbarsterme gestört sein kann, sondern benützt das in Gl. (4.2a) enthaltene  $\langle r^{-3} \rangle$  für die magnetische Hfs-Aufspaltung. Damit gilt für das Quadrupolmoment:

$$Q_I = \frac{v(^2P_{3/2})}{a(^2P_{3/2})} \frac{\mu_B}{e^2 c^2} \frac{4l(l+1)}{j(2j-1)} \frac{\mu_I}{\mu_K} \frac{m_e}{m_p} \frac{1}{I} \frac{F}{R_r} \quad (4.6)$$

Allerdings darf dann auch nicht die magnetische Hfs gestört sein, was wir in der obigen Gleichung durch den "ungestörten" A-Faktor  $a(^2P_{3/2})$  ausdrücken. Handelt es sich bei den möglichen Störungen um Anregungen von s-Schalen ("core polarization"), wie sie in den untersten  $^2P$ -Termen der Alkaliatome beobachtet wird [Fi 70], läßt sich der Beitrag  $a_c$  zum ungestörten A-Faktor aus den experimentellen A-Faktoren beschreiben durch

$$\begin{aligned} A_{3/2} &= a_{3/2} - a_c \\ A_{1/2} &= a_{1/2} + a_c \end{aligned} \quad (4.7)$$

Mit den von uns gemessenen Werten für  $A(^1P_{3/2})$  und  $A(^2P_{1/2})$  erhalten wir dann für diese Störung den (für  $^{108}\text{mAg}$  und  $^{110}\text{mAg}$  im Rahmen der Meßgenauigkeit gleichen) Wert

$$a_c = - 0,10(4) \text{ mK}$$

und daraus mit dem gemessenen  $A(^2P_{3/2})$  für den ungestörten a-Faktor

$$a(^2P_{3/2}) = 2,69(4) \text{ mK} .$$

Gehen wir mit diesem Wert und den gemessenen B-Faktoren in die Gl. (4.6) ein, wobei wir die relativistischen Korrekturen  $F_r$  und  $R_r$  den Tabellen von KOPFERMANN entnehmen, erhalten wir für die Quadrupolmomente

$$Q_I(^{110}\text{m}) = 1,65(10) \text{ b}$$

und

$$Q_I(^{108}\text{m}) = 1,52(8) \text{ b} .$$

Die Gl. (4.6), aus der wir das Quadrupolmoment bestimmt haben, gilt unter der Voraussetzung, daß das Kernquadrupolmoment nicht auf die Elektronenhülle zurückwirkt. STERNHEIMER hat jedoch darauf hingewiesen [St 67], daß man davon im allgemeinen nicht ausgehen kann, vielmehr kann ein positives Kernquadrupolmoment in der Hülle ein positives oder negatives Quadrupolmoment induzieren<sup>+)</sup> . Entsprechend kann die gemessene Wechselwirkungsenergie (und damit die daraus bestimmten Quadrupolmomente) verkleinert ("shielding") oder vergrößert ("antishielding") werden. Für eine ganze Reihe von Atomen, insbesondere für die Alkaliatome, hat STERNHEIMER den Korrekturfaktor R für die experimentell gewonnenen Quadrupolmomente, der durch

$$Q_{\text{exp}} = Q_{\text{kor}} (1-R)$$

---

<sup>+)</sup>  Anschaulich macht man sich dies durch eine angulare oder radiale Verschiebung der Elektronenhülle klar.

definiert ist, berechnet [SP 71]. Da derartige Rechnungen für das Silber nicht vorliegen, ziehen wir die Korrekturfaktoren für Rubidium und Cäsium heran ( $1/(1-R) \approx 0,80$ ). Dies wird auch gerechtfertigt durch den entsprechenden Wert für Kupfer (0,85), dessen Spektrum dem Silberspektrum sehr ähnlich ist, und dessen Sternheimerkorrektur sich gut in die Systematik der Alkalien einpaßt [St 67].

Setzen wir also

$$1/(1-R)_{Ag} = 0,8 ,$$

so erhalten wir die korrigierten Quadrupolmomente

$$Q(110m)_{\text{kor}} = 1,3 \text{ b}$$

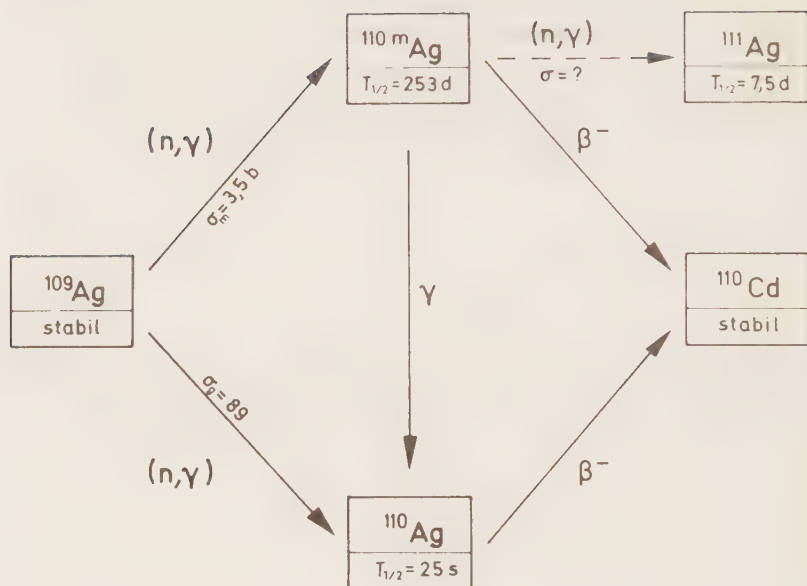
und

$$Q(108m)_{\text{kor}} = 1,2 \text{ b.}$$

Da sowohl die Korrekturen nur auf etwa fünf Prozent genau sind, als auch ungewiß ist, wie weit deren Übertragung auf das Silber statthaft ist, verzichten wir auf eine Fehlerangabe.

#### 4.1 Wirkungsquerschnitte für die Bildung von $^{108m,110m}Ag$ durch Neutroneneinfang

Die beiden von uns untersuchten Radionuklide  $^{108m,110m}Ag$  wurden aus den stabilen Isotopen  $^{107,109}$  durch Neutronenbestrahlung im Reaktor gewonnen. Am Beispiel des  $^{109}Ag$  gibt Fig. 10 eine Übersicht über die dabei auftretenden (n,γ)-Prozesse.



Figur 10: Bildung und Zerfall von  $^{110m}\text{Ag}$  im Reaktor

Dabei sind  $\sigma_m$  und  $\sigma_g$  die partiellen Wirkungsquerschnitte für die Bildung des Tochterisotops im metastabilen Zustand bzw. im Grundzustand, die zusammen mit der Neutronenflußdichte  $\Phi$  im Reaktor die partiellen Zerfallswahrscheinlichkeiten für das Mutterisotop  $\lambda_{1,m} = \Phi \cdot \sigma_m$  bzw.  $\lambda_1 = \Phi \cdot \sigma_g$  ergeben. Bezeichnen wir die totale Zerfallswahrscheinlichkeit mit  $\Lambda_1 = \lambda_{1,m} + \lambda_1$  die Zahl der Mutterkerne mit  $N_1(t)$  und die Zahl der metastabilen Tochterkerne mit  $N_2(t)$ , so gelten die Gleichungen

$$N_1(t) = N_{10} e^{-\Lambda_1 t}; \quad N_{10} = N_1(0) \quad (4.8a)$$

und

$$N_2(t) = N_{10} \frac{\lambda_{1,m}}{\Lambda_2 - \Lambda_1} e^{-\Lambda_1 t} - e^{-\Lambda_2 t} \quad (4.8b)$$

und damit für die Anreicherung  $\gamma$  des metastabilen Isotops gegenüber dem stabilen Isotop

$$\gamma = \frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{\lambda_{1,m}}{\lambda_2 - \lambda_1} \{ 1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t} \}. \quad (4.9)$$

Sind nun  $\Phi, \sigma_m, \sigma_g$  bekannt, läßt sich daraus die zu erwartende Anreicherung abschätzen. Beim  $^{110m}\text{Ag}$  sind diese Daten aus [GB 68] zu entnehmen und in Fig. 10 eingetragen. Mit einer Neutronenflußdichte von einigen  $10^{14}$  Neutronen/cm<sup>2</sup>s und einer Bestrahlungszeit von etwa vier Wochen durften wir danach mit einer Anreicherung von etwa 1% rechnen. Da sich die Angaben über die Wirkungsquerschnitte immer auf thermische Neutronen beziehen, setzten wir diese zunächst im Reaktor voraus. Wie weit dies berechtigt ist, werden wir weiter unten diskutieren. Im Falle des  $^{108}\text{Ag}$  war nur der totale Bildungsquerschnitt ( $\sigma_g + \sigma_m = 35(5)$  b) bekannt. Über den Wirkungsquerschnitt zur Bildung des Isomers lagen bisher nur Abschätzungen vor, die einen Bildungsquerschnitt gleicher Größenordnung wie im Falle des  $^{110m}\text{Ag}$  vermuten ließen [KS 65], [VHH 69].

Die gemessenen Anreicherungen für beide Bestrahlungen sind in Tabelle 4 eingetragen. Sie wurden aus den relativen Intensitäten bei der Anpassung gewonnen und (für  $^{110m}\text{Ag}$ ) auf den Zeitpunkt des Bestrahlungsendes zurückgerechnet. Die in der letzten Spalte angegebene integrale Neutronenflußdichte beruht auf Angaben aus dem Bestrahlungsprotokoll, deren Unsicherheit allerdings mit  $\pm 20\%$  anzusetzen ist. Vergleicht man die Anreicherungen  $\gamma$  nach der ersten und der zweiten Bestrahlung, so fällt auf, daß das Verhältnis  $\gamma(110)/\gamma(108m)$  oder, da die Anreicherungen in erster Näherung den Bildungsquerschnitten proportional sind, das Verhältnis  $\sigma_m(110)/\sigma_m(108)$  verschieden ausfällt. Ergab sich aus der ersten Bestrahlung nach Gl. (4.9) für  $^{110m}\text{Ag}$  ein Bildungsquerschnitt von  $\sigma_m \approx 3,5$  b in guter Übereinstimmung mit dem von GROSHEV et al. [GB 68] angegebenen Wert  $\sigma_m = 3,5(1,0)$  b, so folgt mit

Tabelle 4

Experimentell bestimmte Anreicherungen der metastabilen Silberisotope bei Bestrahlung von stabilem Silber mit Reaktorneutronen

| Anreicherung   |                | $\frac{\gamma(110m)}{\gamma(108m)}$ | $\frac{\Phi \cdot t}{10^{20} \text{ Neutr./cm}^2}$ |
|----------------|----------------|-------------------------------------|----------------------------------------------------|
| $\gamma(108m)$ | $\gamma(110m)$ |                                     |                                                    |
| 0,0024(1)      | 0,0098(10)     | 4,1(4)                              | 2,2 (MOL I)                                        |
| 0,0012(2)      | 0,0089(2)      | 7,4(1,5)                            | 1,1 (MOL II)                                       |

den Daten aus der zweiten Bestrahlung ein etwa doppelt so hoher Wert. Die experimentell bestimmten Anreicherungen von  $^{108m}\text{Ag}$  dagegen ergeben aus beiden Bestrahlungen übereinstimmend  $\sigma_m = 1,2(3) \text{ b}$ .

Eine Möglichkeit, diese Diskrepanz zu erklären, liegt zunächst darin, daß die Selbstabsorption in der Hohlkathodenlampe beim Registrieren der Hfs falsche Isotopenhäufigkeiten vortäuschen könnte. Immerhin haben derartige Effekte bei den ersten Hfs-Untersuchungen an den Resonanzlinien des natürlichen Silbers zu einer falschen Zuordnung der beobachteten Komponenten (und damit zu falschen Schlüssen bezüglich der Kernmomente und der ISV) geführt [CGS 49], [JK 37], was später erst durch die Verwendung getrennter Isotope geklärt werden konnte [BKM 51]. Mehrere Gründe sprechen aber in unserem Falle gegen eine solche Erklärung. Erstens führte unsere recht grob angebrachte Korrektur auf Selbstabsorption bei der Anpassung der einzelnen Messungen einer Meßreihe zu konsistenten Ergebnissen für die relativen Isotopenhäufigkeiten, obwohl die Selbstabsorptionsparameter  $\beta$  dabei bis zu einem Faktor 3 unterschiedlich ausfielen. Zweitens ließen

sich durch Selbstabsorption vorgetäuschte Unterschiede im Bildungsquerschnitt  $\sigma_m(110)$  nur durch Annahme einer so hohen Selbstabsorption ( $BI_0 > 0,5$ ; vergl. Abschn. 4.22) erklären, wie sie durch den experimentellen Befund nicht gerechtfertigt wird. Schließlich würde man den stärkeren Einfluß der Selbstabsorption bei den Hohlkathoden mit der größeren Silbermenge (Nr. 107a und 107b siehe Tab. 1) erwarten; gerade für diese sind aber die Ergebnisse beider Meßreihen hinsichtlich der Anreicherungen konsistent (siehe Tab. 4). Wir können daher die Selbstabsorption zumindest nicht allein für die beobachtete Diskrepanz verantwortlich machen.

Eine andere Möglichkeit könnte in den beiden Bestrahlungen liegen, die sich ja nicht nur in der Neutronenflußdichte  $\Phi$  sondern auch hinsichtlich der verwendeten Reaktorposition und daher des Neutronenspektrums unterschieden. Immerhin betrug bei der ersten Bestrahlung (die im Zentrum des Reaktorkerns stattfand) der Fluß der schnellen Neutronen ( $E > 100$  keV) noch 15% des Gesamtflusses [GEX 65], so daß wir nicht beurteilen können, wie weit das Spektrum auch im niederenergetischen Teil vom thermischen Spektrum, von dem wir ja zunächst ausgegangen sind, abweicht. Andererseits zeigt der totale Wirkungsquerschnitt für Neutronenabsorption im Silber  $\sigma_t(E)$  in Abhängigkeit von der Neutronenenergie  $E$  neben der bekannten  $1/v$  - Abhängigkeit (bis etwa 0,1 eV) zwei ausgeprägte Resonanzstellen, von denen die erste ( $\sigma_t = 12500$  b) bei  $E = 5$  eV dem  $^{109}\text{Ag}$  und die zweite ( $\sigma_t = 630$  b) bei  $E = 16$  eV dem  $^{107}\text{Ag}$  zugeschrieben wird [HS 58]. Sofern diese Resonanzen also zu den über das gesamte Neutronenspektrum gemittelten totalen Absorptionsquerschnitten beitragen, ist für die Querschnitte  $\sigma_g, \sigma_m$  eine starke Abhängigkeit von der Form des Neutronenspektrums zu erwarten, die zudem noch für  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$  unterschiedlich ist.

Schließlich müssen wir auch noch einen möglichen Neutroneneinfang der neugebildeten Isotope in Betracht ziehen, der in Gl. (4.9) zunächst nicht berücksichtigt wurde. Bedingung da-

für ist, daß der Einfangquerschnitt  $\sigma_3$  (siehe Fig. 10) so groß ist, daß die daraus folgende "Zerfallszeitkonstante"  $\tau_3 = 1/\lambda_3$  mindestens in der Größenordnung der Bestrahlungszeit liegt. Speziell im Falle des  $^{110m}\text{Ag}$  ergibt sich aus Gl. (4.9), wenn man dort  $\Lambda_2$  durch  $\Lambda_2 + \lambda_3$  ersetzt, daß bei unseren Bestrahlungsdaten und der gemessenen Anreicherung  $\tau_3 \approx 8$  d und somit  $\sigma_3 \gtrsim 5000$  b betragen muß. Dieser Wert ist zwar ungewöhnlich hoch, wir können die Möglichkeit eines solchen Neutroneneinfanges jedoch nicht ausschließen, zumal uns aus der Literatur kein Wert für  $\sigma_3$  bekannt ist.

Aus den oben angeführten Gründen können wir mit Sicherheit über die Bildungsquerschnitte von  $^{108m}, ^{110m}\text{Ag}$  nur sagen, daß sie, wie erwartet, in der gleichen Größenordnung liegen. Da die gemessenen Anreicherungen für  $^{108m}\text{Ag}$  dem jeweiligen integralen Neutronenfluß proportional sind (Tab. 4) scheinen die oben angeführten Effekte (Selbstabsorption, unterschiedliche Neutronenspektren, Neutroneneinfang des  $^{108m}\text{Ag}$ ) bei der Bildung des  $^{108m}\text{Ag}$  keine wesentliche Rolle zu spielen. Vernachlässigt man sie überhaupt, so ergibt sich für den Bildungsquerschnitt des  $^{108m}\text{Ag}$

$$\sigma_m(108m) = 1,2(3) \text{ b.}$$

## 5. Diskussion der Ergebnisse

### 5.1 Kernspin

Ein Blick auf die Termschemata der (u,u)-Silbernuklide mit den Nukleonenzahlen 106...112 (Fig. 11) offenbart eine auffällige Analogie: das Auftreten der Terme mit  $I^\pi = 1^+$  und  $6^+$  als unterste Terme. Wie wir sehen werden, läßt sich dies mit einigen einfachen Annahmen über das Zusammenkoppeln der Drehimpulse von Protonen und Neutronen zwanglos erklären.

Bekanntlich wird bei Kernen mit ungerader Nukleonenzahl der Kernspin auf den Drehimpuls des unpaarigen Nukleons zurückgeführt (Einteilchen-Schalenmodell). Dieser Gedanke wurde von NORDHEIM auf die (u,u)-Kerne ausgedehnt und führte zu den mehr empirischen "Nordheim-Regeln" [No 51]. BRENNAN und BERNSTEIN haben diese Regeln im Rahmen ihres jj-Kopplungsmodelles verfeinert, so daß sie die beobachteten Kernspins in einer großen Anzahl von (u,u)-Kernen richtig wiedergaben [BB 60]. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß sich die Schalenmodellkonfigurationen der Protonen und Neutronen eindeutig angeben lassen. Dazu wird man meist die Kernmomente der benachbarten (u,g)- bzw. (g,u)-Kerne heranziehen.

Die von BRENNAN und BERNSTEIN verfeinerten Nordheim-Regeln lauten dann:

$$I = |J_p - J_n| \quad \text{für } j_p = l_p \pm 1/2 \text{ und } j_n = l_n \mp 1/2 \quad (5.1a)$$

$$I = |J_p + J_n| \quad \text{für } j_p = l_p \pm 1/2 \text{ und } j_n = l_n \pm 1/2 \quad (5.1b)$$

$$I = J_p + J_n - 1 \quad \text{für Teilchen-Loch Konfigurationen} \quad (5.1c)$$

Hierbei wird unterschieden zwischen den Einteilchen-Drehimpulsen  $j_p, j_n$  und den Drehimpulsen  $J_p, J_n$  der ungeraden Protonen- bzw. Neutronengruppe. Unter einer ungeraden Gruppe

verstehen wir dabei alle Nukleonen einer Unterschale mit ungerader Besetzungszahl. Damit sind auch Konfigurationen eingeschlossen, bei denen der Gesamtdrehimpuls der ungeraden Gruppe ungleich dem Drehimpuls der Einzelteilchen ist, z.B. die Konfiguration  $(d_{5/2})_{3/2}^3$  oder  $(g_{9/2})_{7/2}^3$ . Die zweite Regel (5.1 b) bestimmt den Kernspin nicht eindeutig, sondern läßt zwei Möglichkeiten offen, von denen jeweils eine den Grundzustandsspin und die andere den Spin eines tiefliegenden, metastabilen Zustands darstellt.

Neben ihrer experimentellen Bestätigung werden die Regeln auch durch frühere Rechnungen von SCHWARTZ unterstützt [Sch 54], der, ausgehend von einer  $\delta$ -funktionsartigen Restwechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen, zu einer Termfolge gelangt, deren tiefster Term den durch die Regeln (5.1) vorgeschriebenen Kernspin aufweist<sup>+</sup>).

Für den Grundzustand des  $^{110m}\text{Ag}$  haben BRENNAN und BERNSTEIN bereits die Protonenkonfiguration  $\pi(g_{9/2})_{7/2}^3$  und die Neutronenkonfiguration  $\nu(d_{5/2})_{5/2}^1$  angenommen, mit der sie nach Regel (5.1 b) sowohl den Spin des Grundzustandes  $1^+$  als auch den des isomeren Zustandes  $6^+$  erklären konnten. Als Protonenkonfiguration käme zunächst auch die Konfiguration negativer Parität  $\pi(g_{9/2})^8(p_{1/2})^1$ , wie sie im Grundzustand der stabilen Silberisotope vorliegt, in Frage, sie kann jedoch in keinem Falle zu den beobachteten Spins führen. Bemerkenswert an der oben angeführten 3-Loch-Konfiguration ist die Kopplung der Protonendrehimpulse zu  $J_p = j_p - 1$  anstelle der einfachen Kopplung  $J_p = j_p$ . Dieser Kopplungsfall höherer

---

<sup>+</sup>) Als Restwechselwirkung bezeichnet man üblicherweise alle Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen, soweit sie nicht im mittleren Potential für die Nukleonen, auf dem ja das strenge Schalenmodell beruht, berücksichtigt sind. Dabei kann es sich um p-p, n-n oder p-n Wechselwirkungen zwischen Nukleonen nicht abgeschlossener Schalen handeln oder auch um die von äußeren Nukleonen mit denen des Rumpfes.

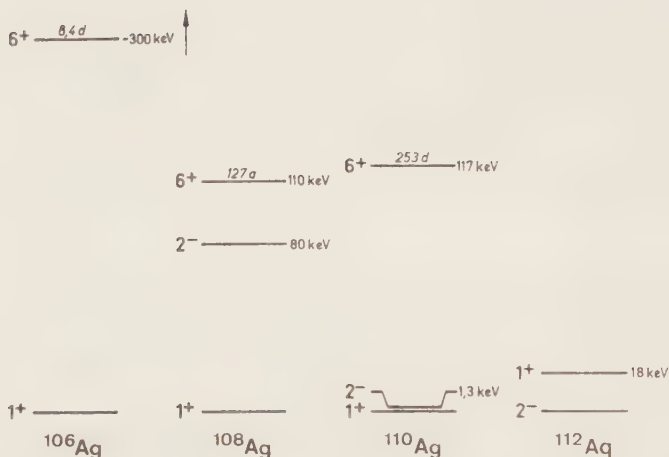
Seniorität wird auch bei einigen anderen Kernen angenommen und es gibt theoretische Betrachtungen, die diese Art der Kopplung bevorzugt erscheinen lassen [KS 63], [MJ 55]. Experimentell wird die Protonenkonfiguration  $(g_{9/2})_{7/2}^{-3}$  unterstützt beim  $^{110m}\text{Ag}$  durch die Abschätzung des magnetischen Moments [SES 67] (vergl. Abschn. 5.2) sowie beim  $^{109}\text{Ag}$  durch die Beobachtung eines metastabilen Zustands mit  $I=7/2$  [SPW 71].

Die von BRENNAN und BERNSTEIN für das 63. Neutron angenommene Neutronenkonfiguration  $(d_{5/2})^{-1}$  ergibt sich aus dem Vergleich mit den isotonen Nachbarkernen  $^{109}\text{Pd}$  und  $^{111m}\text{Cd}$  mit  $\nu(g_{7/2})^3(d_{5/2})^{-1}$ . Von den außerdem denkbaren Möglichkeiten führt die des  $^{111}\text{Cd}$ -Grundzustandes  $\nu(g_{7/2})^6(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1$  zu falschen Spins. Eine weitere Konfiguration,  $\nu(d_{5/2})^6(g_{7/2})^{-1}$ , wird wie oben durch die Abschätzung der magnetischen Momente verworfen. Beim  $^{108}\text{Ag}$  können wir für das 61. Neutron die Konfiguration des  $^{109}\text{Cd}$  und  $^{107}\text{Pd}$  mit  $\nu(g_{7/2})^6(d_{5/2})^{-1}$  übernehmen. Mit den gleichen Argumenten wie beim  $^{110}\text{Ag}$  läßt sich dann mit der Nukleonenkonfiguration

$$\pi(g_{9/2})_{7/2}^{-3}, \nu(d_{5/2})^{-1}$$

der von uns bestätigte Spin  $I=6$  des metastabilen Zustandes wie auch der des Grundzustandes von  $^{108}\text{Ag}$  deuten.

Wie man aus der Fig. 11 entnehmen kann, paßt sich das  $^{108}\text{Ag}$  damit gut in die Systematik der anderen bekannten geraden Silbernuklide ein. Von den mit ihren niedrigsten Termen dargestellten Nukliden  $^{106}\dots^{112}\text{Ag}$  zeigen drei die nach Regel (5.1 b) folgende 1-6 Isomerie. Daneben beobachtet man das Auftreten eines Terms mit  $I^\pi = 2^-$ , den man in Übereinstimmung mit Regel (5.1 a) der Konfiguration  $\pi(p_{1/2})_{1/2}, \nu(d_{5/2})_{5/2}^{-1}$  zuschreiben kann [KS 70]. Die Konkurrenz der  $p_{1/2}$ - mit der  $g_{9/2}$ -Protonenkonfiguration ist in der Darstellung deutlich zu erkennen; erst im  $^{112}\text{Ag}$  bildet der  $2^-$ -Term schließlich den Grundzustand (vergl. hierzu auch [KS 63], [Co 73]).



**Figur 11:** Niedrigste Niveaus der (u,u)-Kerne  $^{106}\dots^{112}\text{Ag}$ .

Die  $1^+$  und  $6^+$ -Zustände lassen sich auf die Nukleonenkonfiguration  $\pi(g_{9/2})_{7/2}^{-3}, \nu(d_{5/2})_{5/2}^{-1}$ , die der  $2^-$ -Zustände auf die Nukleonenkonfiguration  $\pi(f_{7/2})_{5/2}^{-1}, \nu(d_{5/2})_{5/2}^{-1}$  zurückführen (nach [KS 70]).

Die gute Anwendbarkeit der Regeln (5.1) auf den Kernspin der geraden Silbernuklide liefert sicher noch keinen Hinweis auf die Reinheit der verwendeten Schalenmodellzustände. Die beobachteten elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten und Multipolaritäten (M4 und E1 innerhalb der isomeren Kaskade) legen zwar sowohl beim  $^{108\text{m}}\text{Ag}$  wie beim  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  ebenfalls den Kernspin  $I=6$  nahe, jedoch lassen ESTULIN et al. zu der hier angenommenen Neutronenkonfiguration  $\nu(d_{5/2})_{5/2}^{-1}$  in beiden Fällen Beimischungen der Konfiguration  $\nu(g_{7/2})_{7/2}$  zu. Dies fordern sie auch für die Grundzustände, um die relativ hohen  $\log ft$ -Werte ( $\sim 5$ ) für den  $\beta$ -Zerfall zum Cd erklären zu können [Es 67], [KS 63]. Bei der Diskus-

sion der magnetischen Momente im folgenden Abschnitt werden wir auf derartige Beimischungen zurückkommen.

## 5.2 Magnetische Dipolmomente

### 5.21 Allgemeines

Wie schon bei der Diskussion der Kernspins wollen wir auch bei der Diskussion der magnetischen Dipolmomente vom Schalenmodell ausgehen und die magnetischen Momente der metastabilen Silbernuklide auf die der unpaarigen Nukleonen zurückführen. Bezeichnen wir den Teil des magnetischen Dipolmoments  $\vec{\mu}$ , der vom Bahndrehimpuls herrührt, mit  $\vec{\mu}_L$  und den vom Spin herrührenden Teil mit  $\vec{\mu}_S$ , so gilt

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S .$$

Mit dem Kern-g-Faktor  $g_L$  und den g-Faktoren vom Bahnmoment bzw. Spinmoment des unpaarigen Nukleons  $g_L, g_S$  gilt dann nach Projektion von  $\vec{\mu}_L$  und  $\vec{\mu}_S$  auf die Richtung von  $\vec{I}$  (wegen  $\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}$ ):

$$\mu_I / \mu_K = g_L \cdot I = \frac{I}{2} \cdot \left\{ (g_L + g_S) + (g_L - g_S) \frac{I(I+1) - S(S+1)}{I(I+1)} \right\} \quad (5.2)$$

woraus durch Einsetzen des magnetischen Moments des Protons  $\mu_p$  und des Neutrons  $\mu_n$  die bekannten "Schmidt-Werte"  $\mu_S$  folgen:

für (u,g)-Kerne:

$$\mu_S = \begin{cases} (I-1/2)\mu_K + \mu_p & \text{falls } I = 1+1/2 \\ \frac{I}{I+1} \{ (I+3/2)\mu_K - \mu_p \} & \text{falls } I = 1-1/2 \end{cases} \quad (1. a)$$

und für (g,u)-Kerne

$$\mu_S = \begin{cases} \mu_n & \text{falls } I = 1+1/2 \\ \frac{-I}{I+1} \mu_n & \text{falls } I = 1-1/2 \end{cases} \quad (5.3b)$$

Der Vergleich der Schmidt-Werte mit den beobachteten magnetischen Momenten der ungeraden Kerne zeigt, daß diese nur eine obere bzw. untere Grenze darstellen und die meisten beobachteten Momente etwa 0,5...1,5  $\mu_n$  davon abweichen. Alle Versuche, diese Abweichungen zu erklären, laufen auf eine Erweiterung des strengen Einteilchen-Schalenmodells heraus. So läßt man zunächst die Beschränkung auf nur ein unpaariges Nukleon fallen und berücksichtigt den Beitrag sämtlicher Nukleonen außerhalb geschlossener Unterschalen (Mehrteilchen-Schalenmodell mit LS-Kopplung bzw. intermediärer Kopplung). Schließlich muß man im Bereich der stark deformierten Kerne die für das Schalenmodell wesentliche Voraussetzung, daß man die Rumpfnukleonen vernachlässigen kann, auch aufgeben; hier trägt der gesamte Rumpf zum magnetischen Moment des Kernes bei.

In allen diesen Fällen läßt sich der Grundzustand des Kernes nicht mehr durch eine reine Schalenmodellfunktion  $\Psi_0$  darstellen sondern durch die Linearkombination

$$\Psi = \sum_n a_n \Psi_n, \quad ,$$

wobei die Summe über alle zu berücksichtigenden beigemischten Zustände  $\Psi_n$  mit den Mischungsamplituden  $a_n$  zu erstrecken ist. ARIMA und HORIE haben als Ursache für diese Konfigurationsmischung eine "Restwechselwirkung" zwischen Nukleonen mit verschiedenen Bahndrehimpulsen angenommen und in Störungsrechnung erster Ordnung die magnetischen Momente für eine große Zahl von Kernen mit jj-Kopplung

berechnet [AH 54]. Bemerkenswert ist, daß sie auf diese Weise auch bei relativ reinen Schalenmodellzuständen ( 95%) Abweichungen  $\Delta\mu$  zu den Schmidt-Werten erhalten, die in der Größenordnung der Schmidt-Werte selber sein können.

## 5.22 Magnetische Dipolmomente von (u,u)-Kernen im Schalenmodell

Unter der Annahme, daß jj-Kopplung für unpaarige Protonen und Neutronen vorliegt, kann man sich das magnetische Dipolmoment der (u,u)-Kerne aus dem Beitrag des Protons  $\mu_p$  und dem des Neutrons  $\mu_n$  zusammengesetzt denken:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_p + \vec{\mu}_n .$$

Völlig analog zu Gl. (5.2) erhalten wir dann für das beobachtbare magnetische Moment [Bl 56]

$$\mu_S/\mu_K = \frac{I}{2} \cdot \left\{ (g_p + g_n) + (g_p - g_n) \frac{j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)}{I(I+1)} \right\} , \quad (5.4)$$

das wir als den Schmidt-Wert für (u,u)-Kerne bezeichnen wollen, wenn man für  $g_p$  und  $g_n$  die g-Faktoren nach Gln. (5.3) einsetzt. Wie aus den Erfahrungen mit den ungeraden Kernen zu erwarten, ist die Übereinstimmung mit den beobachteten Momenten wiederum nur mäßig. Wesentlich besser wird die Übereinstimmung, wenn man statt der Schmidt-Werte die beobachteten magnetischen Momente von isotopen bzw. isotonen Nachbarkernen gleicher Nukleonkonfiguration in (5.3) einsetzt und mit den so ermittelten empirischen g-Faktoren  $g_{\text{emp},p}$  und  $g_{\text{emp},n}$  das magnetische Dipolmoment  $\mu_{\text{emp}}$  nach Gl. (5.4) berechnet (empirisches Modell) [Sch 53]. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß auf diese Weise wenigstens Konfigurationsmischungen, die den Nachbarkernen ge-

meinsam sind, berücksichtigt werden. Allerdings zeigen NOYA, HORIE und ARIMA in einer Erweiterung der oben angeführten Arbeit, die auch (u,u)-Kerne mitberücksichtigt, daß in diesem Falle die Proton-Neutron Restwechselwirkung Anlaß gibt zu einer weiteren Konfigurationsmischung, die speziell den (u,u)-Konfigurationen zuzuschreiben ist [NAH 59]. Dann gilt

$$\mu_I = \mu_S + \Delta\mu + \Delta\mu(u,u) \quad (5.5)$$

oder annähernd

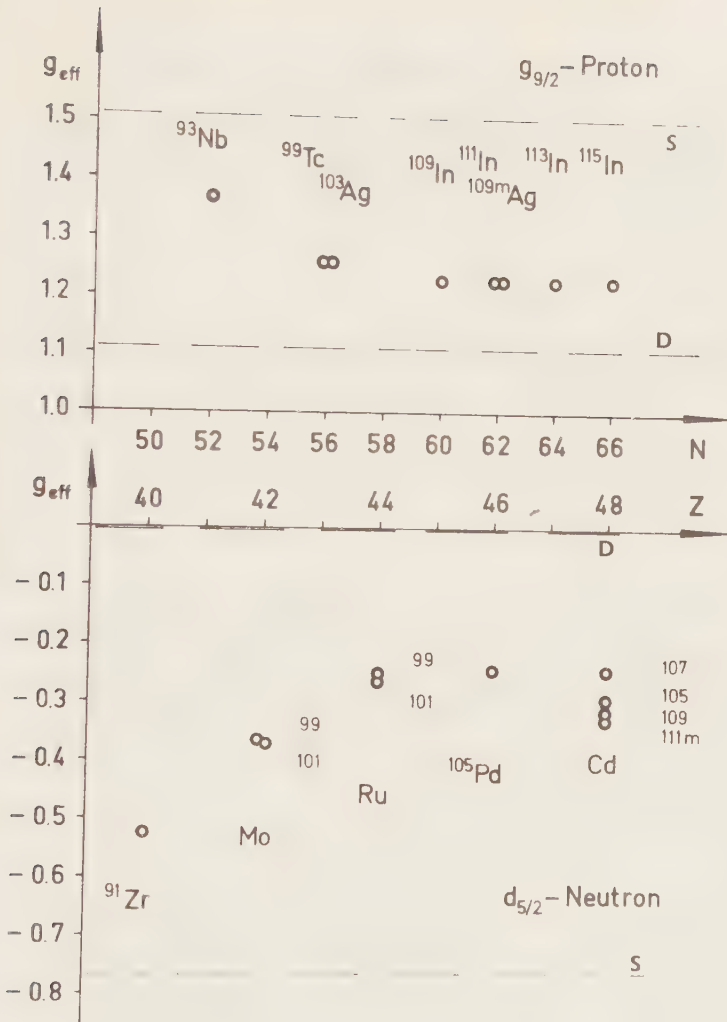
$$\mu_I \approx \mu_{\text{emp}} + \Delta\mu(u,u) . \quad (5.6)$$

Zu den heute bekannten (u,u)-Kernen sind erst wenige derartige Rechnungen durchgeführt worden, so daß wir uns unter Vernachlässigung von  $\Delta\mu(u,u)$  auf das empirische Modell beschränken wollen.

### 5.23 Magnetische Dipolmomente von $^{108,110}\text{Ag}$

Nach den Überlegungen in Abschnitt (5.1) dürfen wir für die Konfigurationen von  $^{108}\text{Ag}$  und  $^{110}\text{Ag}$  im Grundzustand und im metastabilen Zustand  $\pi(g_{9/2})_{7/2}^{-3}$ ,  $\nu(d_{5/2})_{5/2}^{-1}$  annehmen. Da der g-Faktor einer Konfiguration dreier äquivalenter Teilchen in jj-Kopplung identisch ist mit dem des einzelnen Nukleons, unabhängig davon wie sich  $J_p$  aus den  $j_p$  zusammensetzt [MJ 55], hat man bei der Anwendung von Gl. (5.5) den g-Faktor eines  $g_{9/2}$ -Protons einzusetzen. Diesen können wir demnach von Nachbarkernen mit einem  $g_{9/2}$ -Proton (bzw. -Loch) oder mit einer  $(g_{9/2})_{7/2}^{-3}$ -Protonenkonfiguration übernehmen.

Figur 12 (oben) gibt einen Überblick über die beobachteten g-Faktoren von (u,g)-Kernen in der Nachbarschaft des Silbers,



Figur 12: Empirische  $g$ -Faktoren für  $g_{9/2}$ -Protonen und  $d_{5/2}$ -Neutronen.

Die  $g$ -Faktoren wurden nach Gl. (5.3) mit Hilfe der von FULLER u. COHEN tabellierten beobachteten magnetischen Momente berechnet [FC 69]. Zur Orientierung sind die Schmidt-Linien ( $S$ ) und die Dirac-Linien ( $D$ ) mit eingezeichnet.

soweit sie ein  $g_{9/2}$ -Proton aufweisen. Die Auftragung in Abhängigkeit von  $N$  ist zunächst ohne theoretischen Hintergrund gewählt; immerhin zeigt sich ein gewisser Trend von den Schmidt-Werten weg in Richtung der Dirac-Werte (die man aus den Gln. (5.3) erhält mit  $\mu_p = \mu_K$  und  $\mu_n = 0$ ). Wie man sieht, paßt sich der empirische  $g$ -Faktor des metastabilen gut in die Systematik von  $N = 52$  bis  $N = 66$  ein, so daß wir für die Nachbarkerne  $^{108,110}\text{Ag}$  diesen Wert ( $g_{\text{emp}} = 1,23$ ) übernehmen können. Die entsprechende Darstellung für die  $g$ -Faktoren der Neutronen in Fig. 12 (unten) zeigt stärkere Schwankungen, besonders innerhalb der Cd-Werte, die beim paarweisen Auffüllen der  $g_{7/2}$ -Schale unregelmäßig springen. Als Mittelwert entnehmen wir hier  $g_{n,\text{emp}} = -0,3$ , müssen aber eine Unsicherheit von etwa  $0,1$  zulassen.

In der Tabelle 5 sind die magnetischen Momente der hier interessierenden Silbernuklide und die aus den empirischen  $g$ -Faktoren berechneten Werte sowie die Schmidt-Werte zum Vergleich zusammengestellt. Die gute Übereinstimmung von  $\mu_{\text{exp}}$  und  $\mu_{\text{emp}}$  im Falle der metastabilen Nuklide kann als Bestätigung der angenommenen Nukleonenkonfigurationen angesehen werden. Ließe man dagegen für die Protonen die Konfiguration  $(g_{9/2})_{9/2}^{-3}$  zu, so ergäbe sich  $\mu_{\text{emp}} = 4,53 \mu_K$ , was vom experimentellen Wert deutlich abweicht, wie schon EASLEY et.al. betonten [EEM 66]. Überraschend ist die schlechtere Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Momente für die Grundzustände, für die wir doch die gleiche Konfiguration angenommen hatten. Dies legt den Verdacht nahe, daß die Wahl der  $g_{\text{emp}}$  nur zufällig für die metastabilen Zustände die glücklichere war. In der Tat kommt man zu anderen  $g_{\text{emp}}$ , wenn man sie mit Hilfe der gemessenen magnetischen Momente des metastabilen und des Grundzustandes aus Gl. (5.4) bestimmt:  $g_{p,\text{emp}} = 1,13$  und  $g_{n,\text{emp}} = -0,14$ . Diese Werte fallen nun doch etwas aus der allgemeinen Systematik heraus (Fig. 12), was sich nach Gl. (5.6) mit der nicht berücksichtigten Korrektur  $\Delta\mu(u,u)$  erklären

Tabelle 5

Magnetische Dipolmomente der Nuklide  $^{106,108,110}\text{Ag}$  im Grundzustand und im metastabilen Zustand. Bei der Berechnung der empirischen Momente wurde  $g_{p,\text{emp}} = 1,23$  und  $g_{n,\text{emp}} = -0,3$  zugrundegelegt.

| Nuklid            |       | $\mu_I / \mu_K$ |           |        | Autor      |
|-------------------|-------|-----------------|-----------|--------|------------|
|                   |       | (exp.)          | (Schmidt) | (emp.) |            |
| $^{106}\text{Ag}$ | $\mu$ | $2,70(1)$       | 4,37      | 3,15   | [FC 69]    |
|                   | $\mu$ | ?               | 3,30      | 3,54   | —          |
| $^{108}\text{Ag}$ | $\mu$ | $2,70(1)$       | 4,37      | 3,15   | [CRS 69]   |
|                   | $\mu$ | $3,60(18)$      | 3,30      | 3,54   | diese Arb. |
| $^{110}\text{Ag}$ | $\mu$ | $2,7213(5)$     | 4,37      | 3,15   | [ALM 69]   |
|                   | $\mu$ | $3,604(4)$      | 3,30      | 3,54   | [SEB 67]   |
| $^{109}\text{Ag}$ | $\mu$ | $-0,13057(3)$   | $-0,30$   | —      | [SJ 64]    |
|                   | $\mu$ | $+4,27(13)$     | $+6,79$   | —      | [SPW 71]   |

ließe<sup>+)</sup> . Dabei bleiben sogar noch zwei Möglichkeiten offen: erstens kann diese Korrektur auf beide Zustände in gleicher Weise wirken - nur dann wäre eine derartige Anpassung der  $g_{\text{emp}}$  an die Meßwerte sinnvoll -, zweitens könnten diese Korrekturen für beide Zustände verschieden sein, im Extrem-

<sup>+)</sup>  Etwas ähnliches muß beim  $^{112}\text{Ag}$  vermutet werden. Für die bei vorliegender Nukleonenzonfiguration  $\pi(11/2^-), \nu(11/2^-)$  ergibt sich  $\mu_{\text{emp}} = 0,8 \mu_K$ , was deutlich von dem berechneten Wert  $\mu_I = \pm 0,056 \mu_K$  abweicht.

fall derart, daß sich nur für das eine magnetische Moment eine merkliche Korrektur ergibt. Da in unserem Falle das beobachtete Moment der metastabilen Zustände recht gut durch das empirische Modell wiedergegeben wird, wäre also denkbar, daß gilt

$$\mu_{\text{exp}}^{(m)} = \mu_{\text{emp}}$$

und

$$\mu_{\text{exp}}^{(g)} = \mu_{\text{emp}} + \Delta\mu(u, u).$$

Als Ursache dafür könnte wiederum die bereits im vorigen Abschnitt erwähnte, mögliche Beimischung der Protonenkonfiguration  $(g_{9/2})_{9/2}^{-3}$  zum Grundzustand in Betracht kommen. Eine eindeutige Entscheidung läßt sich im Rahmen dieser Modelle allerdings nicht treffen, zumal NORIE et al. die in ihren Rechnungen hier vorliegende, nicht einfache jj-Koppelung ausschließen.

Weitere Aufschlüsse über das Zustandekommen der magnetischen Momente könnte die Einbeziehung des Nuklids  $^{106}\text{Ag}$  in diese Betrachtungen liefern, da es ebenfalls eine  $1^+ - 6^+$  Isomerie zeigt und das magnetische Moment des Grundzustandes mit  $\mu_I = 2,9 \mu_K$  sehr ähnlich dem der vorliegenden Nuklide ist. Das magnetische Moment des metastabilen Zustandes ist jedoch noch nicht gemessen; seine Bestimmung mit Hilfe der optischen Spektroskopie erscheint wegen der benötigten Substanzmenge (einige  $\mu\text{g}$ ) und der damit verbundenen hohen Aktivität ( $T_{1/2} = 8,3 \text{ d}$ ) vorläufig nicht möglich.

### 5.3 Die Hyperfeinstrukturanomalie

Die magnetische Wechselwirkung zwischen den s-Elektronen und dem Kern wird nach FERMI-SEGRE beschrieben durch den Aufspaltungsfaktor für s-Elektronen

$$A_{\text{HFS}} = \frac{4}{3} \mu_0 \mu_B^2 g_I |\psi(0)|^2, \quad (5.7)$$

wobei der magnetische Kerndipol als punktförmig angenommen wird. Die Berücksichtigung der räumlichen Verteilung des Dipolmoments über ein endliches Volumen geschieht dann durch eine (im allgemeinen kleine) Korrektur  $\epsilon$ , so daß für den Aufspaltungsfaktor bei räumlich ausgedehntem Kern gilt

$$a_s = a_s^{\text{pkt}} (1 + \epsilon). \quad (5.8)$$

Eine experimentelle Bestimmung der Korrektur  $\epsilon$  aus Gl. (5.8) ist nicht möglich, da man  $|\psi(0)|^2$  (das man etwa nach Gl. (5.27) oder durch Hartree-Fock-Rechnungen erhalten kann) nicht genau genug kennt. Experimentell leichter zugänglich ist dagegen das Verhältnis der  $a_s$ -Faktoren zweier Isotope (1) und (2)

$$\frac{a_{s,1}}{a_{s,2}} = \frac{a_{s,1}^{\text{pkt}} (1 + \epsilon_1)}{a_{s,2}^{\text{pkt}} (1 + \epsilon_2)} = \frac{g_{I,1} (1 + \epsilon_1)}{g_{I,2} (1 + \epsilon_2)} \quad (5.9)$$

und damit bei Kenntnis der  $g_I$ -Faktoren, die Größe

$$\Delta \epsilon = \frac{1 + \epsilon_1}{1 + \epsilon_2} - 1 = \epsilon_1 - \epsilon_2, \quad (5.10)$$

die man als Hyperfeinstrukturanomalie (HfA) bezeichnet<sup>+)</sup> .

Die grundlegende Theorie zur Berechnung der Volumenkorrektur  $\epsilon$  und damit der HfA stammt von BOHR und WEISSKOPF [BW 50]. Diese gehen davon aus, daß Spin und Bahn der unpaarigen Nukleonen in unterschiedlicher Weise zur Verteilung der Dipolmomentdichte im Kern beitragen,  $\epsilon$  sich also darstellen läßt:

$$-\epsilon = \alpha_s \overline{\kappa_s} + \alpha_l \overline{\kappa_l} \quad \text{mit} \quad \alpha_s + \alpha_l = 1. \quad (5.11)$$

Die Größen  $\overline{\kappa_s}$  und  $\overline{\kappa_l}$  geben den Bruchteil an, um den sich der von Spin und Bahn herrührende Anteil des Kernmagnetismus gegenüber dem Punktkern verringert. Sie gehen aus den mit den Dirac'schen Wellenfunktionen für das s-Elektron  $F(r_e)$  und  $G(r_e)$  gebildeten

$$\kappa_s = \frac{\int_0^{r_k} FG \, dr_e}{\int_0^\infty FG \, dr_e}; \quad \kappa_l = \frac{\int_0^{r_k} (1 - r_e^3/r_k^3) FG \, dr_e}{\int_0^\infty FG \, dr_e}$$

durch Mittelung über das Kernvolumen hervor ( $r_k, r_e$  sind die Radialkoordinaten des Kerns bzw. des Elektrons). Diese beiden Beiträge werden mit den  $\alpha_s, \alpha_l$  gewichtet, den jeweiligen Anteilen von Spin- und Bahnmagnetismus am gesamten magnetischen Moment des Kerns. Im Schalenmodell, auf das wir uns hier beschränken, gilt dann mit Gl. (5.2):

---

<sup>+)</sup>  Neben der hier erwähnten Volumenkorrektur aufgrund der "Verschmierung" des Kerndipolmomentes über ein endliches Volumen muß man grundsätzlich auch die endliche Ausdehnung der Kernladung berücksichtigen ("Breit-Crawford-Shawlow-Korrektur"). Diese Korrektur,  $\delta$  genannt, ist in Gl. (4.2) für den  $a_s$ -Faktor mit aufgeführt. Ihr Einfluß auf das Verhältnis der A-Faktoren ist jedoch im allgemeinen um eine Größenordnung kleiner als der der magnetischen Volumenkorrektur und wird daher im folgenden vernachlässigt.

$$\alpha_s = \frac{C_s}{C_I} \cdot \frac{C_I - \alpha_1}{C_s - \alpha_1} \quad \text{und} \quad \alpha_1 = 1 - \alpha_s. \quad (5.12)$$

Mit einer weiteren Korrektur  $\zeta$ , die die Asymmetrie der Spinverteilung berücksichtigt, erhält man schließlich [Bo 51]:

$$-e = \{(1+0,38\zeta)\alpha_s + 0,62\alpha_1\}b \left\langle \frac{R^2}{R_{std}^2} \right\rangle. \quad (5.13)$$

Die  $\bar{\kappa}$  wurden dabei zerlegt: Die oben erwähnte Mittelung steckt nun in dem mittleren quadratischen Radius der Dipolmomentverteilung  $\langle R^2 \rangle$ ,  $R_{std}$  ist der "Tröpfchenmodell"-Radius des Kerns (Gl. (5.18)), der von  $Z$  abhängige Rest  $b$  (in der Größenordnung von 1% für  $Z=50$ ) wurde von BOHR tabelliert [Bo 51]. Für  $\zeta$  gibt BOHR im Einteilchen-Schalenmodell an:

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{2I-1}{4I+4} & \text{falls } I = 1+1/2 \\ \zeta &= \frac{2I+2}{4I} & \text{falls } I = 1-1/2. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Wir wollen uns hier mit dieser einfachen Theorie begnügen, obwohl in späteren Arbeiten zahlreiche Verbesserungen und Verfeinerungen angegeben wurden, wie z.B. von EISINGER und JACCARINO, die mehr realistische Kerndaten bei der Berechnung der  $b$  verwenden und auch Glieder in  $R^4$  berücksichtigen [EJ 58]. STROKE, BLIN-STOYLE und JACCARINO führten derartige Rechnungen sogar unter Berücksichtigung der im vorigen Abschnitt angedeuteten Konfigurationsmischung durch [SRJ 61].

Bei den stabilen Silberisotopen ist die HfA der  $^2S_{1/2}$ -Grundzustandsaufspaltung sehr genau bekannt (siehe Tab. 6). Rechnungen dazu im Sinne der oben skizzierten Theorie

wurden ebenfalls durchgeführt [EEK 66], [BS 53], [SBJ 61]. Sie ergaben eine befriedigende Übereinstimmung mit dem Experiment, wenn man für  $\langle R^2/R_{\text{std}} \rangle$  Werte von 0,48 (nach [BS 53] aus der Bindungsenergie, vergl. auch [Bo 51]) bis 0,6 (= 3,5, für homogene Verteilung über das ganze Volumen) annimmt, und wenn man  $g_s$  in Gl. (5.12) aus dem effektiven  $g$ -Faktor des  $p_{1/2}$ -Protons bestimmt. Wie insbesondere von EASLEY et. al. ausführlich diskutiert, muß in diesem Falle die relative Unsicherheit von  $^{107}\Delta^{109}$  groß sein, da  $\epsilon(107)$  und  $\epsilon(109)$  recht groß ausfallen ([EEK 66], siehe Tab. 6), die Differenz, d.h.  $^{107}\Delta^{109}$ , aber nur 0,4% beträgt. Der tiefere Grund liegt darin, daß sich bei  $p_{1/2}$ -Protonen Spin- und Bahnmagnetismus weitgehend kompensieren und damit nach Gl. (5.12)  $a_s$  und schließlich  $\epsilon$  sehr groß werden kann.

Völlig anders ist die Situation bei den hohen Nukleonendrehimpulsen des  $^{108}\text{Ag}$  und  $^{110}\text{Ag}$ . Zunächst kann man sich, als Erweiterung der BOHR-WEISSKOPF Theorie auf (u,u)-Kerne [BBK 61], die Volumenkorrektur zusammengesetzt denken aus einem Protonenanteil  $\epsilon_p$  und einem Neutronenanteil  $\epsilon_n$  (entsprechend dem Vorgehen bei der Berechnung der magnetischen Momente),

$$\epsilon = \beta_p \epsilon_p + \beta_n \epsilon_n \quad \text{mit} \quad \beta_p + \beta_n = 1, \quad (5.15)$$

wobei die Gewichtungsfaktoren  $\beta_p, \beta_n$  wiederum den Protonen- bzw. den Neutronenanteil am magnetischen Moment gemäß Gl. (5.4) darstellen. EASLEY et. al. haben  $\epsilon_p$  für die  $g_{9/2}$ -Protonen des  $^{109\text{m}}\text{Ag}$  und  $\epsilon_n$  für ein  $d_{5/2}$ -Neutron abgeschätzt und die daraus errechnete HfA  $^{109}\Delta^{110\text{m}}$  dazu benutzt, das magnetische Moment  $\mu(^{110\text{m}}\text{Ag})$ , das sie aus der HfA-Aufspaltung bestimmten, zu korrigieren.

In Tabelle 6 sind die Ergebnisse derartiger Rechnungen zusammengefaßt. Für die Abschätzung von  $\epsilon(^{110\text{m}})$  nach Gl. (5.15) wurden zunächst mit den effektiven  $g$ -Faktoren aus

Tabelle 6

Wert der Bohr-Wolfszahl Theorie berechnete Volumenkorrektur-  
ren und Vergleich der Theorie der univ. Hyperfeinstruk-  
turen mit den experimentellen Werten  $\Delta_{\text{exp.}}$  für  
das  $g_{9/2}$ -Grundniveau des Silbers.

| $\frac{\epsilon(107)}{10^{-2}}$ | $\frac{\epsilon(109)}{10^{-2}}$ | $\frac{107_{\Delta} 109_{\text{ber.}}}{10^{-2}}$ | $\frac{107_{\Delta} 109_{\text{exp.}}}{10^{-2}}$ |
|---------------------------------|---------------------------------|--------------------------------------------------|--------------------------------------------------|
| -3,01                           | -3,01                           | -0,41 (a)                                        | -0,414(2) (c)                                    |

| $\frac{\epsilon_{\text{p}}}{10^{-2}}$ | $\frac{\epsilon_{\text{n}}}{10^{-2}}$ | $\frac{\epsilon(110\text{m})}{10^{-2}}$ | $\frac{109_{\Delta} 110\text{m}_{\text{ber.}}}{10^{-2}}$ | $\frac{109_{\Delta} 110\text{m}_{\text{exp.}}}{10^{-2}}$ |
|---------------------------------------|---------------------------------------|-----------------------------------------|----------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------|
| -0,45                                 | -0,66                                 | -0,42 (a)                               | -3,2                                                     | -2,47(12) (a)                                            |
| -0,67                                 | -0,66                                 | -0,66 (b)                               | -3,0                                                     |                                                          |

(a) mit  $\langle R^2/R_{\text{std}}^2 \rangle = 0,48$  nach [BS 53]

(b) nach [SJE 57] mit  $\langle R^2/R_{\text{std}}^2 \rangle_{\text{p}} = 0,9$  und  $\langle R^2/R_{\text{std}}^2 \rangle_{\text{n}} = 0,8$   
für das  $g_{9/2}$ -Proton bzw. das  $d_{5/2}$ -Neutron

(c) nach [SJ 54] und [DP 66]

(d) nach [SJE 57]

Abschnitt 5.2 die Gewichtungsfaktoren  $\beta$  und dann  $\epsilon_p$  und  $\epsilon_n$  nach Gl. (5.13) berechnet, wobei für  $\langle R^2 \rangle$  die Werte von BRUN und STAUB [BS 53] als untere Grenze und die von STROKE et al. [SJE 57] als obere Grenze angesehen werden können. Die Ergebnisse decken sich im wesentlichen mit denen früherer Arbeiten [EEK 66], [SES 67].

Wenn wir auch die Übereinstimmung von berechneten und experimentellen Werten wegen der Abhängigkeit vom verwendeten Kernmodell nicht überschätzen dürfen, so können wir doch verstehen, warum die HfA  $^{107}_{\Delta}^{109}$  und  $^{109}_{\Delta}^{110m}$  so verschieden ausfallen. So sind im ersten Falle nur die etwas unterschiedlichen Kernmomente, im zweiten Falle dagegen die völlig unterschiedlichen Drehimpulsverhältnisse in beiden Kernen für die beobachtete HfA verantwortlich.

Da im Falle von  $^{108m}_{\text{Ag}}$  und  $^{110m}_{\text{Ag}}$  sowohl die Nukleonenkonfigurationen übereinstimmen als auch die magnetischen Momente bis auf etwa 1% gleich sind, erwarten wir im Rahmen der Bohr-Weisskopf Theorie keine HfA zwischen den beiden metastabilen Isotopen. Der von uns hierfür gefundene Wert

$$^{108m}_{\Delta}^{110m} = 0,001(7)$$

kann innerhalb der Meßgenauigkeit als Bestätigung dieser Überlegungen angesehen werden.

#### 5.4 Elektrisches Quadrupolmoment

Auch bei der Deutung der gemessenen Quadrupolmomente wollen wir zunächst vom einfachen Schalenmodell ausgehen, das heißt, das Quadrupolmoment des Kernels auf das der äußeren Nukleonen zurückführen. In dieser Näherung trägt das unge-

ladene Neutron überhaupt nichts zum Quadrupolmoment bei. Ein einzelnes Proton außerhalb einer geschlossenen Unterschale mit dem Drehimpuls  $j$  liefert den (negativen) Beitrag

$$Q_j = - \frac{2j-1}{2j+2} \langle r^2 \rangle, \quad (5.16)$$

wobei

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int \rho(r) \cdot r^2 d\tau}{\int \rho(r) d\tau} \quad (5.17)$$

das über das Kernvolumen gemittelte Quadrat des Radius für die Ladungsverteilung ist. Zur groben Abschätzung von Quadrupolmomenten setzt man üblicherweise

$$\langle r^2 \rangle = 3/5 R^2 \quad \text{mit} \quad R = R_0 A^{1/3}, \quad (5.18)$$

das heißt, man nimmt die Ladungsverteilung einer homogen geladenen Kugel mit dem Radius  $R$  nach dem Tröpfchenmodell an. Für  $k$  äquivalente Protonen gilt bei einfacher  $j, j$ -Kopplung [MJ 55]:

$$\begin{aligned} Q_j^k &= \frac{2j+1-2k}{2j-1} Q_j && \text{falls } k \text{ ungerade} \\ Q_j^k &= 0 && \text{falls } k \text{ gerade.} \end{aligned} \quad (5.19)$$

So wird zum Beispiel für ein Protonen-Loch ( $k=2j$ )

$$Q_j^k = - Q_j,$$

also positiv.

Der Vergleich der so definierten Einteilchen- (bzw.  $k$ -Teilchen-) Quadrupolmomente mit den gemessenen Quadrupolmomenten-

ten zeigt nur eine schlechte Übereinstimmung; zwar werden die Vorzeichen fast immer richtig wiedergegeben, quantitativ können die Einteilchen-Quadrupolmomente jedoch bis zu einer Größenordnung zu klein sein.

Überdies beobachtet man für den Fall eines äußeren Neutrons im allgemeinen ebenso große Quadrupolmomente wie im Falle von äußeren Protonen, obwohl hier unser einfaches Modell kein Quadrupolmoment erwarten läßt.

Man wird daher, mehr noch als im Falle der magnetischen Momente, gezwungen, die Annahme eines kugelsymmetrischen Rumpfes fallenzulassen. Das Quadrupolmoment setzt sich dann aus einem Rumpfanteil und einem Teilchenanteil zusammen

$$Q = Q_R + Q_j^k, \quad (5.20)$$

wobei der Rumpfanteil  $Q_R$  den Teilchenanteil  $Q_j^k$  erheblich übertreffen kann.

Ein einfaches Modell für diese Mitbeteiligung des Rumpfes am Quadrupolmoment wurde von RAINWATER gegeben [Ra 51]. In diesem geht man davon aus, daß aufgrund der anziehenden Wechselwirkung zwischen den Nukleonen einer teilweise gefüllten Unterschale und denen des Rumpfes dieser deformiert wird, und zwar derart, daß das Quadrupolmoment gegenüber dem Einteilchenquadrupolmoment verstärkt wird ("induziertes Quadrupolmoment")<sup>+</sup>). Man kommt zu quantitativen Aussagen, wenn man noch bestimmte Annahmen bezüglich der Deformierbarkeit und der Gesamtenergie des betrachteten Kerns macht. Wenn auch die aus dem Rainwater'schen Modell folgenden quantitativen Ergebnisse immer noch nicht befriedigend

---

<sup>+</sup>) In ähnlicher Weise kann auch der Kern seinerseits in der Elektronenhülle ein Quadrupolmoment induzieren ("Sternheimereffekt", vergl. Abschn. 4.33).

sind, so wollen wir doch festhalten, daß das induzierte Quadrupolmoment  $Q_R$  proportional zu  $Q_j^k$  sein sollte mit einem Proportionalitätsfaktor, der die Deformierbarkeit des Rumpfes enthält.

Bei den (u,u)-Kernen können wir uns wiederum das Quadrupolmoment zusammengesetzt denken aus einem Protonenanteil  $Q_{I,p}$  und einem Neutronenanteil  $Q_{I,n}$ , wobei die vektorielle Addition von  $j_p$  und  $j_n$  zu  $I$  (bzw. von  $J_p$  und  $J_n$  zu  $I$ , falls nicht einfache Kopplung vorliegt) zu berücksichtigen ist. So gilt für den Beitrag des Protons mit dem Drehimpuls  $j$  und dem Teilchen-Quadrupolmoment  $Q_j^k$ :

$$Q_{I,p} = P(j_p, j_n, I) Q_j^k$$

mit (5.21)

$$P(j_p, j_n, I) = \frac{3C(C-1) - 4j_p(j_p+1)I(I+1)}{2j_p(2j_p-1)I(I+1)(2I+3)}$$

und

$$C = I(I+1) + j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1),$$

wobei sich der Projektionsfaktor  $P$  aus Clebsch-Gordan- und Racah Koeffizienten berechnet [Bl 56]. In der Tat lassen sich so einige gemessene Quadrupolmomente von (u,u)-Kernen deuten, wenn man statt der berechneten Teilchenquadrupolmomente  $Q_j^k$  die beobachteten Quadrupolmomente der Nachbarkerne nimmt, entsprechend dem Vorgehen bei den magnetischen Momenten in Abschnitt 5.2. CHILDS und GOODMAN konnten so z.B. das Quadrupolmoment des  $^{72}\text{Ga}$  erklären [CG 60]. Besonders einfach wird dies Verfahren, wenn  $j_p + j_n = I$  ist und damit der Projektionsfaktor  $P = 1$  wird. Dies gilt für das  $^{138}\text{La}$ , dessen Quadrupolmoment kürzlich gemessen wurde und auf die Quadrupolmomente der Nachbarkerne zurückgeführt werden konnte [Ma 72]. Im vorliegenden Fall von  $^{108\text{m}, 110\text{m}}\text{Ag}$  gilt zwar ebenfalls  $P=1$  (wenn wir in

Gl. (5.21) statt  $j_p$  jetzt sinngemäß  $J_p$  einsetzen), jedoch wurde ein Quadrupolmoment der Protonenkonfiguration  $\pi(g_{9/2})_{7/2}^{-3}$ , das für  $Q_j^k$  in Gl. (5.21) einzusetzen wäre, bisher noch nicht gemessen. Wir können aber dafür das Quadrupolmoment der Protonenkonfiguration  $\pi(g_{9/2})_{9/2}^{-1}$  heranziehen, da, wie sich in einer etwas aufwendigeren Rechnung zeigen läßt, für die Teilchen-Quadrupolmomente der  $g_{9/2}$ -Protonen gilt [BM 53]

$$Q_{7/2}^{-3} = \frac{141}{90} Q_{9/2}^{-1}, \quad (5.22)$$

so daß Rückschlüsse vom beobachteten Quadrupolmoment eines  $g_{9/2}$ -Lochs auf das Quadrupolmoment der  $\pi(g_{9/2})_{7/2}^{-3}$ -Konfiguration des Silbers möglich sein sollten. Ein solches  $g_{9/2}$ -Protonenloch finden wir beim Indium, das sich vom Silber durch zwei zusätzliche Protonen in der  $p_{1/2}$ -Schale unterscheidet. Fast unabhängig von der Besetzung der Neutronenschale zeigen die ungeraden Indiumisotope mit  $I=9/2$  ein Quadrupolmoment von 0,8 b.

Falls also, wie oben angedeutet, die beobachteten Quadrupolmomente proportional den Teilchenquadrupolmomenten  $Q_j^n$  sind, hätten wir nach Gl. (5.22) und (5.21) von den Protonen her zu erwarten

$$Q_{I,v} = \frac{141}{90} \cdot 0,8 \text{ b} = 1,1 \text{ b},$$

was bereits nahe an die gemessenen  $Q_I$  für beide metastabilen Silberisotope herankommt. Dazu kommt jedoch noch der Beitrag der Neutronen

$$Q_{I,n} \approx 0,3 \text{ b},$$

den wir von den benachbarten  $(g,u)$ -Kernen mit einem  $d_{5/2}$ -Neutronenloch übernehmen ( $^{107,109}\text{Cd}$  und  $^{105}\text{Pd}$ ). Damit ergibt die Addition beider Beiträge ein Quadrupolmoment von

$Q_I \approx 2$  b, was gegenüber den gemessenen Werten von  $Q_I \approx 1,3$  b zu hoch ist. Der Grund dafür kann darin liegen, daß wir einmal die Beziehung (5.22) für die Einzelteilchenquadrupolmomente auf die induzierten Quadrupolmomente übertragen haben, und weiterhin vorausgesetzt haben, daß die Beiträge  $Q_{i,p}$  unabhängig voneinander überlagert werden dürfen. Beides scheint bei der Größe der Einzelbeiträge von jeweils etwa 1 b schon zweifelhaft zu sein.

Interessant wäre in diesem Zusammenhang, ob sich die Quadrupolmomente der Grundzustände von  $^{108,110}\text{Ag}$  in der gleichen Weise interpretieren lassen. Hier sollte man, da sich wegen  $I = j_p - j_n$  der Protonen- und der Neutronenbeitrag größtenteils kompensieren, ein sehr kleines Quadrupolmoment erwarten<sup>+)</sup> . Leider sind diese Grundzustandsquadrupolmomente bisher nicht gemessen worden.

## 5.5 Isotopieverschiebung

### 5.51 Allgemeines

Bei der Hfs-Untersuchung von Feinstrukturlinien beobachtet man neben der Hfs-Aufspaltung im allgemeinen auch eine Verschiebung der Linien gegeneinander, soweit diese von verschiedenen Isotopen ausgesandt werden. Diese Isotopieverschiebung (ISV) in den Linien zweier Isotope (1) und (2) läßt sich zurückführen auf eine für beide Isotope unterschiedliche Energieverschiebung der Feinstrukturterme  $\Delta E(1)$

---

<sup>+)</sup>  Das sehr kleine Quadrupolmoment des  $^{112}\text{In}$  ( $Q_I = 0,089$  b) könnte sich so erklären lassen. Mit der Protonenkonfiguration  $\pi(g_{9/2})^{-1}g_{7/2}$  und  $I=1$  müssen hier  $j_p$  und  $j_n$  ebenfalls nahezu antiparallel stehen.

und  $\Delta E(2)$  gegenüber den Termniveaus für einen unendlich schweren, punktförmigen Kern. Ist dieser Unterschied wiederum für den unteren und den oberen Term eines Überganges verschieden, so gilt für die beobachtete ISV der Linie:

$$\Delta \nu_{\text{ISV}}(1,2) = [\delta(\Delta E)_{\text{oben}} - \delta(\Delta E)_{\text{unten}}] / h c.$$

Wir bezeichnen sie als positiv, wenn der Schwerpunkt der Linie des schwereren Isotops zu höheren Wellenzahlen hin verschoben ist.

Wie oben angedeutet, läßt sich die ISV auf zwei verschiedene Ursachen zurückführen: zum einen auf den Einfluß der nicht unendlich großen Kernmasse (Masseneffekt) und zum anderen auf den Einfluß des ausgedehnten Kernvolumens (Volumeneffekt). Beide Effekte addieren sich, so daß gilt:

$$\Delta \nu_{\text{ISV}} = \Delta \nu_{\text{ME}} + \Delta \nu_{\text{VE}}. \quad (5.23)$$

Dabei setzt sich der Masseneffekt zusammen aus dem normalen Masseneffekt (Bohr'scher Kernmitbewegungseffekt), der beschrieben wird durch

$$\Delta \nu_{\text{NE}} = \frac{m_e}{M} \cdot \frac{A_2 - A_1}{A_1 A_2} \nu \quad (5.24)$$

(mit den Massenzahlen  $A_1, A_2$  der Isotope (1), (2) und der Elektronenmasse  $m_e$  und der Nukleonenmasse  $M$ ) und einem komplizierteren Mitbewegungseffekt  $\Delta \nu_{\text{SE}}$ , in den die Kopplung der Elektronen untereinander eingeht, der also für eine bestimmte Elektronenkonfiguration spezifisch ist und daher Kopplungs- oder spezifischer Effekt der ISV genannt wird. Damit läßt sich für den Masseneffekt schreiben

$$\Delta \nu_{\text{ME}} = \Delta \nu_{\text{NE}} + \Delta \nu_{\text{SE}}. \quad (5.25)$$

während nach Gl. (5.24) der Normaleffekt zu den schwereren Elementen hin mit  $1/A^2$  abnimmt, ist dies zwar generell auch für den spezifischen Effekt zu erwarten, jedoch sind einige Beispiele bekannt, wo aufgrund der besonderen Elektronenkonfiguration der spezifische Effekt ein Vielfaches des Normaleffektes beträgt. Wir werden weiter unten darauf zurückkommen.

Im Normalfall überwiegt bei den schwereren Elementen der Volumeneffekt der ISV, d.h. der Einfluß des endlichen Kernvolumens auf die Wechselwirkungsenergie des Kerns mit den Elektronen der Hülle. Da die Unterschiede im Kernvolumen Potentialunterschiede nur innerhalb des Kernvolumens hervorrufen, ist davon in erster Linie nur die Wechselwirkung zwischen s-Elektronen und dem Kern betroffen, nur diese haben ja eine merkliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort. Die Differenz  $\delta T_s$  der daher rührenden (direkt nicht meßbaren) Verschiebung eines s-Terms von zwei Isotopen läßt sich darstellen als [Ko 56]:

$$\delta T_s = F(\text{Hülle}) \cdot C(\text{Kern}) \quad (5.26)$$

wobei F nur von den Eigenschaften der Elektronenhülle, also im wesentlichen von der s-Elektronendichte am Kernort  $|\psi_s(0)|^2$ , C dagegen von den Eigenschaften des Kerns abhängt. Ist an dem Übergang nur ein s-Term beteiligt, so stellt  $\delta T_s$  auch den Volumeneffekt der Linie dar. Ermittelt man die unrelativistische Wahrscheinlichkeitsdichte  $|\psi_s(0)|^2$  eines s-Elektrons nach FERMI-SEGRE aus

$$|\psi_s(0)|^2 = \frac{1}{2} \frac{Z Z_a^2}{a_0^3 n_a} \left(1 - \frac{d\sigma}{dn}\right), \quad (5.27)$$

so läßt sich eine Größe  $C_{\text{exp}}$  aus dem gemessenen Volumeneffekt bestimmen [BK 49]:

$$C_{\text{exp}} = \frac{\epsilon T_s}{Z_a^2 \left(1 - \frac{d\sigma}{dn}\right) / n_a^3} , \quad (5.27)$$

die für verschiedene Übergänge eines Isotopenpaares konstant sein sollte und daher experimentelle ISV-Konstante genannt wird. Im Falle einer magnetischen Hfs-Aufspaltung kann der Nenner auch aus dem gemessenen  $a_s$ -Faktor, in den ja nach Gl. (4.1)  $|\psi_s(0)|^2$  ebenfalls eingeht, berechnet werden.

Die experimentelle ISV-Konstante  $C_{\text{exp}}$  kann verglichen werden mit theoretischen ISV-Konstanten  $C_{\text{th}}$ , die unter Verwendung bestimmter Kernmodelle aus der Lösung der Dirac-Gleichung für die s-Elektronen hervorgehen [Hu 52], [Bo 58], [Fr 62], [Ba 63]. Allgemein zeigt sich dabei, daß  $C_{\text{th}}$  von dem mittleren quadratischen Radius der Ladung

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int \rho(r) \cdot r^2 dr}{\int \rho(r) dr} \quad (5.28)$$

und dessen Änderung von Isotop zu Isotop  $\delta \langle r^2 \rangle$  in folgender Weise abhängt:

$$C_{\text{th}} = K(\sigma) R_\infty \left\{ \frac{Z \langle r^2 \rangle^{1/2}}{a_H} \right\}^{\sigma} \frac{s \langle r^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle} \quad (5.29)$$

Hierin bedeuten  $R_\infty$  die Rydbergkonstante,  $a_H$  den Bohr'schen Radius und  $\sigma$  errechnet sich aus  $\sigma = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$  mit der Kernladungszahl  $Z$  und der Feinstrukturkonstanten  $\alpha$ . Der Faktor  $K(\sigma)$  liegt in der Größenordnung  $1/3$  und wird von den verschiedenen Autoren etwas verschieden angegeben. Legt man in Gl. (5.28) die Ladungsverteilung einer homogen geladenen Kugel mit dem Radius  $R$  zugrunde, ergibt sich

$$\langle r^2 \rangle = 3/5 R^2 . \quad (5.30)$$

Folgt der Radius  $R$  dem  $A^{1/3}$ -Gesetz (Gl. 5.18), so bezeichnen wir die ISV-Konstante nach Gl. (5.29) als (Standard-) ISV-Konstante  $C_{th, std}$ . Sie stimmt mit  $C_{exp}$  meist nur bis auf etwa einen Faktor 2 überein, so daß beim Vergleich von beobachteten Isotopieverschiebungen üblicherweise nur das Verhältnis  $C_{exp}/C_{th, std}$  diskutiert wird.

Die Diskrepanz zwischen  $C_{th}$  und  $C_{exp}$  läßt sich am einfachsten durch die Annahme einer "kompressiblen Kernmaterie" beseitigen. Dabei soll das Kernvolumen innerhalb einer Isotopenreihe schwächer als nach dem  $A^{1/3}$ -Gesetz ansteigen, was dann zu einer kleineren theoretischen ISV-Konstanten führt. Mit der "Kompressibilitätskonstanten"  $\eta$ , die durch

$$C_{th, komp} = \eta \cdot C_{th, std} \quad (5.31)$$

definiert wird, läßt sich ein großer Teil der experimentellen ISV-Konstanten beschreiben, wenn für  $\eta$  Werte von 0,6...0,7 eingesetzt werden.

Weiterhin kann der Einfluß von Kerndeformationen auf  $C_{th}$  berücksichtigt werden; wir kommen darauf in Abschnitt 5.522 zurück.

## 5.52 Isotopenverschiebung im Silber

BRIX et al. haben die ISV in den Resonanzlinien des stabilen Silbers bestimmt [BKM 51], (siehe Tab. 7). Als experimentelle ISV-Konstante ergab sich  $C_{exp} = 38(6)$  mK. Der relativ große Fehler rührte dabei von der Unsicherheit bezüglich des Kopplungseffektes her. ELBEL und FISCHER haben später die ISV-Untersuchungen auf weitere Linien im Ag I- und Ag II-Spektrum ausgedehnt und konnten nachweisen, daß der Kopplungseffekt in diesen Spektren vernachlässigbar klein ist [EF 62] - im Gegensatz zum Kupfer, wo der Kopp-

lungseffekt bei analogen Elektronenkonfigurationen ungewöhnlich groß ist [EF 61], [EF 64]. Als gemittelte ISV-Konstante für das Silber erhalten sie  $C_{\text{exp}} = 34(2) \text{ mK}$ , in guter Übereinstimmung mit dem Wert, der sich auch aus der ISV der Resonanzlinien ergibt, wenn man annimmt, daß kein Kopplungseffekt vorliegt<sup>+</sup>). Man erhält dann nach Gl. (5,27) unter Verwendung der bekannten Grundzustandsaufspaltung

$$C_{\text{exp}}(107,109) = 34,6(2,0) \text{ mK}.$$

BABUSHKIN hat für eine Reihe von Nukliden theoretische ISV-Konstanten berechnet [Ba 63]. Für die Isotope  $^{107,109}\text{Ag}$  erhält er  $C_{\text{th, std}} = 58,8 \text{ mK}$ . Mit einem Faktor für die Kompressibilität  $\eta = 0,6$  erhält man dann  $C_{\text{th, komp}} = 35 \text{ mK}$ , was gut mit der experimentellen ISV-Konstanten übereinstimmt.

Im vorliegenden Falle der metastabilen Silberisotope  $^{108\text{m}}\text{Ag}$  und  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  konnte die ISV jeweils nur gegen das leichtere Isotop  $^{107}\text{Ag}$  bzw.  $^{109}\text{Ag}$  gemessen werden. Die Mittelwerte aus diesen Messungen sind in Tab. 7 aufgeführt. Für die ISV zwischen  $^{108\text{m}}\text{Ag}$  und  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  wurde die ISV der stabilen Silberisotope zugrunde gelegt; sie erweist sich dann als etwa so groß wie die der stabilen Isotope. Weiterhin ist der vom Volumeneffekt herrührende Teil der ISV, der nach Abzug des Normaleffektes unter Voraussetzung eines vernachlässigbaren Kopplungseffektes erhalten wurde, eingetragen.

---

<sup>+</sup>) Wenn wir hier wie im folgenden von der ISV der Resonanzlinien sprechen, so setzen wir stillschweigend voraus, daß der Einfluß der oberen ( $P_{1/2}$ -bzw.  $P_{3/2}$ -) Terme vernachlässigbar und damit die ISV für beide Linien gleichzusetzen ist. Dies ist durch den experimentellen Befund im Rahmen der Meßgenauigkeit bestätigt. Der Unterschied im Normaleffekt für beide Linien ist kleiner als  $0,1 \text{ mK}$  und daher ebenfalls zu vernachlässigen.

Nach Gl. (5.29) läßt sich aus dem Volumeneffekt die mittlere Ladungsradiusänderung  $\delta\langle r^2 \rangle$  bestimmen. Zusätzlich benutzen wir noch die Relation

$$\frac{C_{\text{exp}}}{C_{\text{th}}} = \frac{\delta\langle r^2 \rangle_{\text{exp}}}{\delta\langle r^2 \rangle_{\text{th}}} , \quad (5.52)$$

um einen weitgehend modellunabhängigen Wert für  $\delta\langle r^2 \rangle_{\text{exp}}$  zu erhalten. Dieser läßt sich dann unmittelbar mit entsprechenden Werten aus anderen Meßmethoden (vergl. Abschn. 5.53) vergleichen.

Tabelle 7

Isotopieverschiebungen in den Resonanzlinien der stabilen und der metastabilen Silberisotope (vergl. Fußnote S. 76). Der Volumeneffekt wurde nach Abziehen des Normaleffekts von der beobachteten ISV und unter Vernachlässigung des Kopplungseffektes erhalten.

| Isotopen-<br>paar                   | $\frac{\Delta_{\text{ISV}}}{\mu\text{K}}$ | $\frac{\Delta_{\text{NE}}}{\mu\text{K}}$ | $\frac{\Delta_{\text{VE}}}{\mu\text{K}}$ | Autor           |
|-------------------------------------|-------------------------------------------|------------------------------------------|------------------------------------------|-----------------|
| 107 - 109                           | -15,0(1,0)                                | +2,8                                     | -17,8(1,0)                               | [BKM 51]        |
| 107 - 108 <sup>m</sup>              | -1,2(3)                                   | +1,4                                     | -2,6(3)                                  | diese<br>Arbeit |
| 109 - 110 <sup>m</sup>              | -2,2(2)                                   | +1,4                                     | -3,6(2)                                  |                 |
| 108 <sup>m</sup> - 110 <sup>m</sup> | -16,0(1,5)                                | +2,8                                     | -18,8(1,5)                               | mit<br>[BKM 51] |

In Tabelle 8 sind die aus unseren ISV-Daten folgenden Änderungen des mittleren Ladungsradius für alle vier Isotope aufgeführt. Dabei verwendeten wir  $C_{th, std} = 29,4 \text{ mK} \cdot \delta A$  nach BABUSHKIN und entsprechend  $\delta \langle r^2 \rangle_{th}$  nach Gl. (5.30). Zur Veranschaulichung sind diese Verhältnisse noch einmal in Fig. 13 graphisch dargestellt.

Tabelle 8

Nach Gl. (5.32) errechnete Änderungen des mittleren Ladungsradius. Als theoretische ISV-Konstante wurde  $C_{th, std} = 58,8 \text{ mK}$  (nach BABUSHKIN) zugrunde gelegt, entsprechend wurde  $\delta \langle r^2 \rangle_{th} = \delta \langle r^2 \rangle_{std}$  nach Gl. (5.30) eingesetzt.

| Isotopen-<br>paar       | $\frac{C_{exp}}{C_{th}}$ | $\frac{\delta \langle r \rangle_{exp}}{fm}$ | $\frac{\delta \langle r^2 \rangle_{exp}}{fm^2}$ | $\frac{\delta \langle r^2 \rangle_{exp}}{fm}$ |
|-------------------------|--------------------------|---------------------------------------------|-------------------------------------------------|-----------------------------------------------|
| 107 - 109               | 0,594                    | 0,14                                        | 0,144(9)                                        | 0,0164(10)                                    |
| 107 - $108^{in}$        | 0,174                    | 0,101                                       | 0,022(3)                                        | 0,0024(3)                                     |
| 109 - $110^{in}$        | 0,240                    | 0,111                                       | 0,029(2)                                        | 0,0033(2)                                     |
| $108^{in}$ - $110^{in}$ | 0,079                    | 0,14                                        | 0,152(10)                                       | 0,0173(10)                                    |

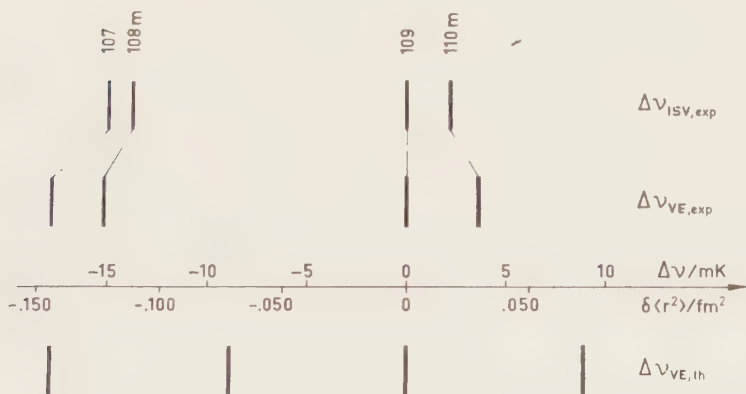
#### 5.521 Odd-Even-Staggering

Ein Blick auf die Isotopenlagen in Fig. 13 läßt unmittelbar eine Besonderheit erkennen: Die geraden Isotope sind gegenüber dem jeweils leichteren ungeraden Isotop weniger verschoben, als es dem Abstand der geraden bzw. ungeraden Isotope untereinander entspricht. Diese Tatsache, nämlich

daß die Linienschwerpunkte der ungeraden Isotope nicht genau zwischen denen der geraden liegen, wird häufig beobachtet und "odd-even-staggering" genannt. Quantitativ wird sie durch den staggering Parameter beschrieben:

$$\gamma(A) = \frac{\nu(N) - \nu(N-1)}{1/2(\nu(N+1) - \nu(N-1))} \quad (5.33)$$

mit den Wellenzahlen  $\nu(N)$  des Isotops mit ungerader Neutronenzahl  $N$  bzw. seiner Nachbarisotope mit  $N+1$  und  $N-1$ .



Figur 13: Experimentelle und berechnete Isotopenlagen

Für die Lagen bei reinem Volumeneffekt  $\Delta\nu_{\text{VE,exp}}$  wurde  $\Delta\nu_{\text{SE}} = 0$  vorausgesetzt. Unterhalb der  $\Delta\nu$ -Achse sind die Lagen, wie sie sich mit  $C=0,6 \cdot C_{\text{th}}$  aus Gl. (5.27) ergeben, eingezeichnet. Die nach Gl. (5.32) mit dem Volumeneffekt verbundenen Änderungen des quadratischen Kernladungsradius sind an der  $\delta\langle r^2 \rangle$ -Achse abzulesen.

Wir erhalten dann für  $108\text{m}_{\text{Ag}}$

$$\gamma(108) = 0,29(4)$$

und, wenn wir die Verschiebung von  $^{110m}\text{Ag}$  auch auf die Differenz der beiden ungeraden Isotope beziehen,

$$\gamma(110) = 0,41(6) ,$$

während wir bei äquidistanten Isotopenlagen  $\gamma=1$  erhalten würden.

Im Rahmen des einfachen Tröpfchenmodells, das den Kernradius mit  $A^{1/3}$  ansteigen läßt, kann dieses Verhalten, das in gleicher Weise in der ISV vieler Nuklide beobachtet wird (so z.B. auch bei den benachbarten Cd-Nukliden), nicht erklärt werden. Auch Schalenmodellbetrachtungen blieben bisher unbefriedigend. So würde man, soweit man die unterschiedlichen Protonenkonfigurationen für die odd-even staggering verantwortlich machen will, beim Übergang von  $^{107}\text{Ag}$  nach  $^{108m}\text{Ag}$  (resp. von  $^{109}\text{Ag}$  nach  $^{110m}\text{Ag}$ ) eher einen zu großen Radius erwarten, da der "Einteilchenradius" eines  $g_{9/2}$ -Protons größer sein sollte als der eines  $p_{1/2}$ -Protons [US 66]. Ebenso würde man für das (beim  $^{107,169}\text{Ag}$  unpaarige) Neutron, das aus der  $d_{5/2}$ -Schale zusammen mit dem hinzukommenden Neutron in die  $g_{7/2}$ -Schale geht, eine Vergrößerung des Einteilchenradius erwarten. Stattdessen läßt die Darstellung der Kernradiusänderungen in Fig. 13 ein relativ geringes Anwachsen des Radius beim Einbau des ungeraden Neutron erkennen.

## 5.522 Kerndeformationen

Da weder das einfache (d.h. sphärische) Tröpfchenmodell noch das Schalenmodell eine befriedigende Erklärung für die odd-even-staggering liefern konnten, wollen wir nun untersuchen, inwieweit Kerndeformationen für ihr Auftreten verantwortlich gemacht werden können. Da ein deformierter Kern gegenüber einem volumengleichensphärischen

Kern ein größeres  $\langle r^2 \rangle$  liefert, kann die ISV eines deformierten Kerns nicht mehr durch die ISV-Konstante  $C_{th, std}$  beschrieben werden. Definieren wir den Kerndeformationsparameter  $\beta$  durch

$$R_{def} = R_u (1 + \beta Y_{20}(\vartheta)) , \quad (5.34)$$

(d.h. wir beschreiben die Oberfläche des axial deformierten Kerns durch die Kugelflächenfunktion  $Y_{20}(\vartheta)$ , wobei der Winkel gegen die Kernsymmetrieachse und  $R_u$  der Radius einer volumengleichen Kugel ist) so gilt statt Gl. (5.29) für den Volumeneffekt deformierter Kerne [St 66]:

$$C_{th} = C_{th, std} + C_{def} \quad (5.35)$$

mit

$$C_{def} = C_{th, std} \frac{1}{8\pi} \frac{A}{\delta A} \delta(\beta^2) . \quad (5.36)$$

Dabei ist  $\delta(\beta^2)$  positiv zu nehmen, wenn der schwerere Kern die größere Deformation aufweist. Eine odd-even staggering wird dann zu beobachten sein, wenn für ein Isotop mit der Neutronenzahl  $N$  das Quadrat der Deformation  $\beta_N^2$  von dem Mittelwert der beiden Nachbarkerne

$$\overline{\beta_m^2} = 1/2 (\beta_{N-1}^2 + \beta_{N+1}^2) \quad (5.37)$$

abweicht. Mit dieser Abweichung

$$\delta(\beta^2)_m = \beta_N^2 - \overline{\beta_m^2} \quad (5.38)$$

läßt sich dann für den staggering Parameter  $\gamma$  schreiben [RS 71]:

$$\gamma = 1 + \frac{15A}{8\pi} \frac{C_{th, std}}{C_{exp}} \delta(\beta^2)_m \quad (5.39)$$

Aus unseren Werten für den staggering Parameter erhalten wir dann:

$$\delta(\beta^2)_{m,108} = -0,0064$$

und

$$\delta(\beta^2)_{m,110} = -0,0053 .$$

Nach unserer obigen Vorzeichenfestlegung bedeutet dies, daß die stabilen (u,g)-Kerne  $^{107,109}\text{Ag}$  im Mittel stärker deformiert sind als die metastabilen (u,u)-Kerne  $^{108,110m}\text{Ag}$ .

Bei der weiteren Interpretation dieser Deformationsänderungen müssen wir berücksichtigen, daß wir bisher stillschweigend von statischen Deformationen des Kerns ausgegangen sind. Neben den statisch deformierten Kernen kennt man aber auch (gerade im Bereich der Silbernuklide) Kerne mit Oberflächenschwingungen, die im einfachsten Falle durch harmonische Schwingungen von  $\beta$  in Gl. (5.34) beschrieben werden ("Quadrupolschwingungen") und die sowohl um eine sphärische Ruhelage als auch um eine statisch deformierte Ruhelage erfolgen können. Aus der Isotopieverschiebung erhalten wir nun immer nur Aussagen über die Änderungen von  $\beta^2$ . Bei Schwingungskernen, wo der zeitliche Mittelwert von  $\beta^2$ , den wir durch  $\beta^2_0$  bezeichnen, größer als 0 ist, gilt demnach ebenfalls Gl. (5.36/39) mit den Deformationsänderungen  $\delta(\beta^2)$ , obwohl keine statischen Deformationen  $\beta_0$  vorliegen müssen. Bezeichnen wir den zeitabhängigen Teil der Deformation mit  $\beta_d = \beta_d(t)$ , so ist allgemein

$$\beta = \beta_0 + \beta_d$$

und damit

$$\overline{\beta^2} = \beta_0^2 + \overline{\beta_d^2} \geq \beta_0^2 , \quad (5.40)$$

wobei das Gleichheitszeichen für rein statisch deformierte Kerne gilt. In diesem Sinne müssen wir die nach Gl. (5.39) aus dem Experiment bestimmten Änderungen der quadratischen Deformation als zeitliche Mittelwerte auffassen. Wir können

allerdings nicht ohne weiteres angeben, wie sich diese auf den statischen und dynamischen Teil von  $\beta$  verteilen.

Wir wollen vielmehr versuchen, wenigstens größenordnungsmäßig den Anteil von statischer und dynamischer Deformation an  $\beta$  bzw.  $\beta^2$  abzuschätzen. Bei den stabilen Silberkernen finden sich in der Literatur Hinweise sowohl auf  $\beta_0$  wie auf  $\beta_d$ . MARSHALEK et al. erhalten aus einfachen Oszillatormodelrechnungen  $\beta_0 \approx 0,24$  für beide Isotope [MPS 63] und BABUSHKIN geht bei seiner Berechnung von theoretischen Isotopieverschiebungskonstanten ebenfalls von  $\beta_0 = 0,21$  bzw.  $\beta_0 = 0,22$  für  $^{107,109}\text{Ag}$  aus [Ba 63].

Andererseits sind auch dynamische Deformationen nicht unwahrscheinlich. Hinweise dafür erhält man aus den im  $^{107,109}\text{Ag}$  gemessenen B(E2)-Übergangswahrscheinlichkeiten [SG 65], die gut mit denen des  $^{106,108}\text{Pd}$  übereinstimmen. Nach BRINK ist eine derartige Übereinstimmung gerade zu erwarten, wenn das "weak-coupling-model" gültig ist [Br 60], das heißt, wenn ein ungerader Kern durch Ankoppeln des unpaarigen Nukleons (hier das  $p_{1/2}$ -Proton) an einen (g,g)-Rumpf (hier das  $^{106,108}\text{Pd}$ ) beschrieben werden kann<sup>+</sup>). Da die B(E2)-Werte des Pd zu dynamischen Deformationen von  $\beta_d^2 \approx 0,05$  führen, können wir dynamische Deformationen gleicher Größenordnung auch beim stabilen Silber annehmen<sup>++</sup>).

Im Falle der metastabilen Silberisotope erhalten wir eine Aussage über die statische Deformation  $\beta_0$  aus dem beobachteten Quadrupolmoment. Für das mit  $\beta_0$  verbundene "innere" Quadrupolmoment  $Q_0$  gilt:

---

<sup>+</sup>) Weitere Hinweise für die Anwendbarkeit dieses Modells auf die stabilen Silberkerne finden sich bei [Sh 61], [FWT 67], [Co 73]; dazu einschränkend: [Pa 73].

<sup>++</sup>) Im Falle der ungeraden Vibrationskerne läßt sich nicht so unmittelbar aus den beobachteten B(E2) errechnen wie bei den (g,g)-Kernen (siehe etwa bei [SG 65]). Daher der indirekte Schluß über die Vibrationen des Rumpfes.

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_u^2 (\beta_0 + 0,36 \beta_0^2) . \quad (5.41)$$

Im Grenzfall starker Kopplung der äußeren Nukleonen an den Rumpf ergibt sich daraus das spektroskopisch bestimmbare Quadrupolmoment [BM 53]

$$Q_I = \frac{I}{I+1} \frac{2I-1}{2I+3} Q_0 ,$$

bei schwacher Kopplung, wie wir sie beim Silber vermuten, geht der I-abhängige Faktor gegen 1. Da in unserem Falle außerdem noch der Kernspin sehr hoch ist, können wir zur Abschätzung  $Q_I = Q_0$  setzen und erhalten dann aus Gl. (5.41) mit unseren gemessenen Quadrupolmomenten

$$\beta_0 \approx 0,1 \quad \text{bzw.} \quad \beta_0^2 \approx 0,01 .$$

Nach Gl. (5.40) gilt für die Deformationen der stabilen und der metastabilen Isotope

$$\left[ \overline{\beta_d^2 + \beta_0^2} \right]_{\text{metast.}} = \left[ \overline{\beta_m^2} \right]_{\text{stab.}} + \delta(\beta^2)_m .$$

Nehmen wir nach dem oben gesagten für die Deformation der stabilen Silberkerne als untere Grenze  $\overline{\beta_m^2} = 0,04$  an, so folgt aus der nach Gl. (5.39) bestimmten Änderung  $\delta(\beta^2)_m \approx -0,006$  für beide Isotope, daß wir bei den metastabilen Isotopen neben statischen Deformationen von  $\beta_0^2 \approx 0,01$  dynamische Deformationen von

$$\overline{\beta_d^2} = 0,04 - 0,01 - 0,006 = 0,026$$

annehmen müssen.

Wie wir sehen, läßt sich also die beobachtete odd-even-staggering in der Isotopieverschiebung durch die Kernde-

formationen bzw. deren Änderungen erklären, wenn man die obigen Annahmen über die Deformation der stabilen Silberkerne macht und man für die metastabilen Silberkerne  $\beta$ -Schwingungen zuläßt, das heißt, wenn auch diese Kerne Vibrationskerne sind.

### 5.53 Vergleich mit myonischen Messungen

Aus der Beobachtung des Spektrums von myonischen Atomen lassen sich ebenfalls Aussagen über Kernladungsradien und deren Änderungen machen [WW 69]. Man beschreibt dabei die Kernladungsverteilung durch bestimmte analytische Verteilungsfunktionen und legt die dazu nötigen Parameter durch Anpassen der aus der Verteilung berechneten Energien an das Experiment fest. CARRIGAN et al. konnten so aus den  $K_{\alpha}$ -Linien von myonischen  $^{107,109}\text{Ag}$ -Atomen den mittleren Kernladungsradius des Silbers  $\bar{r} = \langle r^2 \rangle^{1/2}$  annähernd bestimmen [CG 68]:

$$\bar{r}_{107} \approx \bar{r}_{109} = 4,54 \text{ fm.}$$

Dazu haben sie die Ladungsverteilung durch die Fermiverteilung

$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp\{\frac{(r-c)}{t} \ln 3\}) \quad (5.42)$$

mit dem Halbwertsradius  $c$  und der Oberflächenschichtdicke  $t$  angenähert. Wesentlich genauer können sie die aus der ISV der  $K_{\alpha}$ -Linien erhaltene Änderung des mittleren Ladungsradius angeben:

$$\delta \bar{r} = \bar{r}_{109} - \bar{r}_{107} = 0,0214(10) \text{ fm ,}$$

wobei sie eine für beide Isotope gleichdicke Oberflächenschicht von  $t=2,21$  fm zugrunde legen.

Vergleichen wir diesen Wert von  $\overline{\delta r}$  mit dem aus der optischen ISV erhaltenen Wert  $\delta \langle r^2 \rangle_{\text{exp}}^{1/2} = 0,0164(10)$  fm, so sehen wir, daß auch bei Berücksichtigung der experimentellen Fehlergrenzen eine Diskrepanz zwischen beiden Werten besteht. Zwei Ursachen sind hierfür denkbar: Einmal könnte die Vernachlässigung des spezifischen Effekts unzulässig sein und damit zu einer falschen Berechnung des Volumeneffekts führen<sup>+)</sup> , zum anderen könnte die Berechtigung eines direkten Vergleichs von myonischen und optischen Werten überhaupt zweifelhaft sein. Was den spezifischen Effekt anbelangt, so müßten wir für diesen schon  $\Delta v_{\text{SE}} = +4 \text{ mK}$  ansetzen, um die festgestellte Diskrepanz zu beseitigen. Ein spezifischer Effekt dieser Größenordnung würde aber im Widerspruch stehen zu den Ergebnissen, zu denen FISCHER und ELBEL in der bereits erwähnten Untersuchung der ISV weiterer Silberlinien gelangten. Wir können diese Möglichkeit daher ausschließen. Dagegen haben verschiedene Autoren auf die Problematik des Vergleichs von myonischen und optischen ISV-Daten hingewiesen [WW 69], [BB 69], [Ba 70]. So ist nach WU und WILETS bei der Interpretation der myonischen ISV nicht  $\delta \langle r^2 \rangle$  die entscheidende Größe, sondern  $\delta \langle r^k \rangle$  ( $k \neq 2$ ), BARRET findet stattdessen in einer genaueren Analyse  $\delta \langle r^k e^{-r} \rangle$  mit  $k=2 \dots 5$  und  $\alpha=0 \dots 0,16 \text{ fm}^{-1}$ . Wenn nun in optischen und in myonischen Experimenten verschiedene Potenzen von  $r$  gemessen werden, ist ein unmittelbarer Vergleich der Ergebnisse nicht möglich. Vielmehr kann man versuchen, aus der Kombination von  $\langle r^2 \rangle$  aus optischen Messungen und  $\langle r^k \rangle$  mit  $k \neq 2$  aus myonischen Messungen die Änderungen beider Fermiparameter ( $c$  und  $t$  in Gl. (5.41) zu bestimmen. Dies ist z.B. im Falle von Zinn

---

<sup>+)</sup>  Tatsächlich kann man ja myonische ISV Daten benutzen, um bei der Auswertung der optischen ISV die Unsicherheit bezüglich des spezifischen Effekts einzuschränken (vergl. [WW 69]).

möglich, wo STACEY und SILVER zeigen konnten, daß die Änderungen  $\delta c$  und  $\delta t$  in der gleichen Größenordnung liegen und sich in ihren Einfluß auf  $\delta \langle r^2 \rangle$  teilweise kompensieren [SS 73].

Bei den myonischen Messungen von CARRIGAN et al. ist  $\delta \bar{r}$  angegeben worden unter der Voraussetzung, daß sich die Randdicke nicht ändert ( $\delta t = 0$ ). Lassen wir diese Voraussetzung fallen, so können wir aus dem von den Autoren angegebenen c-t Diagramm entnehmen, daß eine Änderung der Randdicke von ungefähr

$$\delta t = t_{109} - t_{107} \approx 0,14 \text{ fm}$$

ausreichen würde, um den myonischen Wert für  $\delta \bar{r}$  in Übereinstimmung mit dem optischen Wert zu bringen. Wegen der großen experimentellen Fehlergrenzen sowie der Unsicherheit bei der graphischen Bestimmung von c und t aus dem Diagramm ist dieser Wert nur auf etwa 50% genau und soll nur die Größenordnung einer möglichen Randdickenänderung veranschaulichen.

## A.1 Zusammenfassung

Die Hyperfeinstruktur der Resonanzlinien der metastabilen Silberisotope  $^{108\text{m}}, ^{110\text{m}}\text{Ag}$  wurden mit Hilfe der optischen Interferenzspektroskopie untersucht. Die beiden radioaktiven Silberisotope wurden durch Bestrahlung von isotopenreinem  $^{107}\text{Ag}$  bzw.  $^{109}\text{Ag}$  mit Neutronen im Reaktor gewonnen. Das Silberspektrum wurde in einer Hohlkathodenlampe angeregt und die Hyperfeinstruktur mittels eines druckgesteuerten Fabry-Pérot-Interferometers aufgelöst. Für den Nachweis des Lichts der Resonanzlinien wurde ein Photonen-Zählverfahren eingesetzt. Die Meßwerte wurden auf Lochstreifen ausgegeben und in einem Anpassungsverfahren mit Hilfe eines Rechners ausgewertet.

Trotz der geringen Anreicherung der zu untersuchenden Isotope neben den jeweiligen stabilen Isotopen ( $<1\%$ ) gelang es, aus der Hyperfeinstruktur A- und B-Faktoren sowie die Isotopieverschiebung sowohl für  $^{108\text{m}}\text{Ag}$  wie für  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  zu bestimmen. Aus den erzielten Anreicherungen ließ sich der Wirkungsquerschnitt für die Bildung von  $^{108\text{m}}\text{Ag}$  grob abschätzen ( $\sigma_{\text{m}} = 1,2(3) \text{ b}$ ). Eine entsprechende Abschätzung bei der Bildung des  $^{110\text{m}}\text{Ag}$  führte zu Diskrepanzen, die nicht mit letzter Sicherheit geklärt werden konnten.

Aus den gemessenen A-Faktoren konnte das magnetische Dipolmoment des  $^{108\text{m}}\text{Ag}$  zu

$$\mu_{\text{I}}(^{108\text{m}}) = 3,607(18) \mu_{\text{K}}$$

bestimmt werden, wobei das bekannte magnetische Moment  $\mu_{\text{I}}(^{110\text{m}})$  mit herangezogen wurde. Beide magnetische Momente lassen sich befriedigend erklären, wenn man den g-Faktor der (u,u)-Kerne  $^{108}, ^{110}\text{Ag}$  aus den g-Faktoren der benachbarten (u,g)- und (g,u)-Kerne, den sogenannten empirischen g-Faktoren, zusammensetzt.

Die Hyperfeinstrukturanomalie  $^{108\text{m}}_{\Delta_{\text{S}}}^{110\text{m}}$  des  $S_{1/2}$ -Grundzustands ergab sich zu

$$^{108\text{m}}_{\Delta_{\text{S}}}^{110\text{m}} = 0,001(7) ,$$

ist also klein gegen die ungewöhnlich große Hyperfeinstrukturanomalie  $^{109}_{\Delta_{\text{S}}}^{110\text{m}} (\approx -0,025)$ . Dies kann im Rahmen der auf (u,u)-Kerne sinngemäß erweiterten Bohr-Weißkopf Theorie verstanden werden.

Erstmals überhaupt konnten in dieser Arbeit Quadrupolmomente von Silbernukliden bestimmt werden. Aus den gemessenen B-Faktoren ergab sich

$$Q_{\text{I}}(108\text{m}) = 1,65(10) \text{ b}$$

$$Q_{\text{I}}(110\text{m}) = 1,52(8) \text{ b} .$$

Eventuell daran anzubringende Sternheimer-Korrekturen können nur grob abgeschätzt werden. Die Größe der beobachteten Quadrupolmomente läßt deren Beschreibung durch das Schalenmodell nicht mehr zu. Dagegen führt das halbempirische Verfahren, bei dem die beobachteten Quadrupolmomente von (u,u)-Kernen auf die der benachbarten (u,g)- und (g,u)-Kerne zurückgeführt werden, wenigstens zur richtigen Größenordnung.

Schließlich konnte die Isotopieverschiebung der metastabilen Silberisotope gegen das jeweils leichtere Isotop in den Resonanzlinien gemessen werden:

$$\Delta\nu_{\text{ISV}}(107-108\text{m}) = -1,2(3) \text{ mK}$$

$$\Delta\nu_{\text{ISV}}(109-110\text{m}) = -2,2(2) \text{ mK} .$$

Sie fällt im Vergleich zu der bekannten ISV der beiden stabilen Isotope ( $\approx 15 \text{ mK}$ ) überraschend klein aus ("odd-even-staggering"). Aus den Änderungen des mittleren quadrati-

schen Ladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle$ , die aus dem Volumeneffekt der ISV gewonnen wurden, kann man auf eine relativ geringe Zunahme des quadratischen Ladungsradius  $\langle r^2 \rangle$  beim Einbau des unpaarigen Neutrons in die stabilen Kerne  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$  schließen. Führt man diese Abweichung vom "normalen" Anstieg des Ladungsradius - wie er etwa durch das Tröpfchenmodell ( $A^{1/3}$ -Gesetz) beschrieben wird - auf Änderungen der mittleren quadratischen Kerndeformation  $\delta(\beta^2)$  zurück, so folgt daraus, daß die stabilen Kerne (statisch oder dynamisch) deformiert sein müssen. Mit den von einigen Autoren angenommenen Deformationen der stabilen Kerne folgt weiterhin, daß die Kerne des  $^{108\text{m}}, ^{110\text{m}}\text{Ag}$  neben der statischen Deformation, die sich aus den in dieser Arbeit gemessenen Quadrupolmomenten berechnen läßt, auch dynamische Deformationen aufweisen.

## A.2 Figurenverzeichnis

| Figur                                                                                                          | Seite |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| 1 Silber I - Termschema<br>mit den wichtigsten Termen                                                          | 6     |
| Hfs-Termschema<br>für die Resonanzlinien des $^{110\text{m}}\text{Ag}$                                         | 11    |
| Experimenteller Aufbau<br>(optischer Teil)                                                                     | 12    |
| 4 Berechnete Hfs-Kurven der Linie $\lambda = 3383 \text{ \AA}$<br>bei verschiedenen Dispersionsgebieten        | 20    |
| 5 Blockschaltbild zum Photonen-Zählverfahren                                                                   | 23    |
| 6 Beispiele für Überlagerungen<br>der Linie $\lambda = 3280 \text{ \AA}$ mit $\Delta = 1000 \text{ mK}$        | 28    |
| 7 Beispiel für eine Überlagerung<br>und Anpassung einer Hfs-Registrierung                                      | 34    |
| 8 Hfs der Linie $\lambda = 3383 \text{ \AA}$ für $^{109,110\text{m}}\text{Ag}$<br>bei großem Dispersionsgebiet | 35    |
| 9 dito, bei kleinem Dispersionsgebiet                                                                          | 35    |
| 10 Bildung und Zerfall von $^{110\text{m}}\text{Ag}$ im Reaktor                                                | 44    |
| 11 Niedrigste Niveaus der (u,u)-Kerne<br>$^{106}\text{...}^{112}\text{Ag}$                                     | 52    |
| 12 Empirische g-Faktoren für $g_{9/2}$ -Protonen<br>und $d_{5/2}$ -Neutronen                                   | 57    |
| 13 Experimentelle und berechnete Isotopenlagen                                                                 | 79    |

### A.3 Tabellenverzeichnis

| Tabelle |                                                                                                                                | Seite |
|---------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| 1       | Präparation und Verwendung der Hohlkathoden                                                                                    | 16    |
| 2       | Hfs-Aufspaltungsfaktoren einiger Silber-Isotope, soweit sie bei der Anpassung fest vorgegeben wurden.                          | 30    |
| 3       | Ergebnisse aus sämtlichen Anpassungen                                                                                          | 31    |
| 4       | Experimentell bestimmte Anreicherungen der metastabilen Silberisotope bei Bestrahlung von stabilem Silber mit Reaktorneutronen | 36    |
| 5       | Magnetische Dipolmomente der Nuklide $^{106,108,110}\text{Ag}$ im Grundzustand und im metastabilen Zustand                     | 59    |
| 6       | Nach der Bohr-Weißkopf Theorie berechnete Volumenkorrekturen $\epsilon$ und Vergleich mit den experimentellen Werten           | 65    |
| 7       | Isotopieverschiebungen in den Resonanzlinien der stabilen und der metastabilen Silberisotope                                   | 77    |
| 8       | Änderungen des mittleren quadratischen Kernladungsradius                                                                       | 78    |

#### A.4 Verzeichnis der häufigsten Abkürzungen

|                           |                                                                     |
|---------------------------|---------------------------------------------------------------------|
| A                         | Kerndipol-Kopplungskonstante der Hfs ("A-Faktor");<br>Nukleonenzahl |
| a                         | Einelektronen-A-Faktor                                              |
| B                         | Kernquadrupol-Kopplungskonstante der Hfs<br>("B-Faktor")            |
| b                         | Einelektronen-B-Faktor                                              |
| $\beta, \beta_0, \beta_1$ | Kerndeformation, allgemein, statisch, dynamisch                     |
| B                         | Isotopieverschiebungskonstante                                      |
| D                         | Dispersionsgebiet                                                   |
| $\Delta$                  | Hyperfeinstrukturanomalie für die Isotope 1 und 2                   |
| $\Delta_{ISV}$            | Linienverschiebung infolge der ISV                                  |
| $\Delta_{VE}$             | Linienverschiebung infolge des Volumeneffekts                       |
| $\Delta_{ME}$             | Linienverschiebung infolge des Masseneffekts                        |
| $\delta$                  | Volumenkorrektur aufgrund der ausgedehnten<br>Kernladung            |
| $\epsilon$                | Volumenkorrektur aufgrund der ausgedehnten<br>Kernmagnetisierung    |
| F                         | Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Atoms                               |
| $\Phi_{ZZ}$               | Elektrischer Feldgradient am Kernort                                |
| $g_I^1$                   | Kern-g-Faktor ( $g_I^1 = \{\mu_I/\mu_K\}/I$ )                       |
| H                         | Magnetische Feldstärke am Kernort                                   |
| HfA                       | Hyperfeinstrukturanomalie                                           |
| Hfs                       | Hyperfeinstruktur                                                   |
| I                         | Kerndrehimpulsquantenzahl (Kernspin)                                |
| ISV                       | Isotopieverschiebung                                                |
| J, j                      | (Gesamt-)Drehimpuls von Elektronen                                  |
| $j_p, j_n$                | Gesamtdrehimpulsquantenzahl eines Protons<br>bzw. Neutrons          |

|                       |                                                                                                                                                                                                       |
|-----------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $J_p, J_n$            | Gesamtdrehimpulsquantenzahl einer Protonen- bzw. Neutronengruppe                                                                                                                                      |
| $l$                   | Bahndrehimpulsquantenzahl                                                                                                                                                                             |
| $\lambda$             | Wellenlänge                                                                                                                                                                                           |
| $\Phi$                | Neutronenflußdichte                                                                                                                                                                                   |
| $M$                   | Nukleonenmasse                                                                                                                                                                                        |
| $m_e$                 | Masse des Elektrons                                                                                                                                                                                   |
| $\mu_I$               | magnetisches Kerndipolmoment                                                                                                                                                                          |
| $\mu_K$               | Kernmagneton                                                                                                                                                                                          |
| $\mu_S$               | Schmidt-Wert für das magnetische Kerndipolmoment                                                                                                                                                      |
| $N$                   | Neutronenanzahl;<br>Anzahl der Registrierungen                                                                                                                                                        |
| $P$                   | relative Isotopenhäufigkeit                                                                                                                                                                           |
| PF                    | Fabry-Pérot-Interferometer                                                                                                                                                                            |
| $\pi(1_j)_{j_p}^k$    | Nukleonenkonfiguration von $k$ Protonen mit dem Bahndrehimpuls $l$ u. dem Gesamtdrehimpuls $j$ , die insgesamt zu $J_p$ koppeln. (Die entsprechende Bezeichnung gilt bei Neutronen mit $\pi-v, p-n$ ) |
| $Q_I, Q_O$            | Kernquadrupolmoment, inneres Kernquadrupolmoment                                                                                                                                                      |
| $R$                   | Sternheimerkorrektur                                                                                                                                                                                  |
| $R_{std}$             | Kernladungsradius nach dem Tröpfchenmodell                                                                                                                                                            |
| $\langle r^2 \rangle$ | mittleres Quadrat des Kernladungsradius                                                                                                                                                               |
| $\langle R^2 \rangle$ | mittleres Quadrat des Kernmagnetisierungsradius                                                                                                                                                       |
| $\rho(r)$             | Kernladungsdichte in Abhängigkeit von $r$                                                                                                                                                             |
| $s$                   | Spinquantenzahl                                                                                                                                                                                       |
| $\sigma$              | Wirkungsquerschnitt;<br>Rydberg-Korrektur                                                                                                                                                             |
| $\sigma_g, \sigma_m$  | Wirkungsquerschnitt für die Bildung im Grundzustand bzw. im metastabilen Zustand                                                                                                                      |
| $T_{1/2}$             | Halbwertszeit                                                                                                                                                                                         |
| $\tau$                | Zeitkonstante                                                                                                                                                                                         |
| $Z, Z_i, Z_a$         | Kernladungszahl, innere, äußere                                                                                                                                                                       |

## A.5 Literaturverzeichnis

- ADM 69 H.Ackermann, D.Dubbers, J.Mertens, A.Winnacker;  
Z.Physik 228,329(1969)
- AH 54 A.Arima, H.Horie; Progr.Theor.Phys.(Kyoto) 8,33(1954)
- AO 68 R.R.Alfano, N.Ockman; J.opt.Soc.Am. 58,90(1968)
- Ba 63 F.A.Babushkin; Soviet Phys. JETP 17,1118(1963)
- Ba 70 R.C.Barret; Phys.Letters 33 B,388(1970)
- Bl 71 R.J. Blin-Stoyle; Rev.Mod.Phys. 28,75(1956)
- Bo 51 A.Bohr; Phys.Rev. 81,331(1951)
- Bod 58 A.R.Bodmer; Nucl.Phys. 9,371(1958)
- Br 60 D.M.Brink; Progr.Nucl.Physics 8,99(1960)
- BLL 69 S.K.Bhattacharjee, F.Boehm, P.L.Lee;  
Phys.Rev. 188,1919(1969)
- Br 60 M.H.Brennan, A.M.Bernstein; Phys.Rev. 120,927(1960)
- BEN 71 H.Bucka, D.Einfeld, J.Ney, J.Wilken;  
Z.Naturforsch. 26a,1016(1971)
- BRK 61 N.Braslau, G.QBrink, J.M.Khan; Phys.Rev. 123,1801  
(1961)
- BK 49 P.Brix, H.Kopfermann; Z.Physik 126,344(1949)
- BKM 51 P.Brix, H.Kopfermann, R.Martin, W.Walcher;  
Z.Physik 130,88(1951)
- BM 57 A.Bohr, B.R.Mottelson; Dan.Mat.Fys.Medd. 27,  
Nr.16(1953)
- ES 53 E.Brun, H.H.Staub; Helv.Phys.Acta 26,821(1953)
- Co 71 C.W.Cottrell; Nucl.Phys. A204,161(1973)
- CG 68 R.A.Carrigan, P.D.Gupta, R.B.Sutton, M.N.Suzuki,  
A.C.Thompson, R.E.Cote, W.V.Prestwich,  
A.K.Gaigalas, S.Raboy; Phys.Letters.  
27 B,622(1968)
- CGK 60 W.J.Childs, L.S.Goodman, L.J.Kiefer;  
Phys.Rev. 120,2138(1960)
- CRS 69 C.J.Cussens, G.K.Rochester, K.F.Smith;  
J.Phys. A 2,658(1969)

- CSG 49 M.F.Crawford, A.L.Schawlow, W.M.Gray, F.M.Kelly;  
Phys.Rev. 75,1112(1949)
- DP 67 H.Dahmen, S.Penselin; Z.Physik 200,456(1967)
- Es 67 I.V.Éstulin; Sov.J.Nucl.Phys. 4,16(1967)
- EEK 66 W.Easley, N.Edelstein, M.P.Klein, D.A.Shirley,  
H.Wickman; Phys.Rev. 141,1132(1966)
- EF 61 M.Elbel, W.Fischer; Z.Physik 165,151(1961)
- EF 62 M.Elbel, W.Fischer; Z.Physik 166,504(1962)
- EF 64 M.Elbel, W.Fischer; Ann.Physik 14,78(1964)
- EJ 58 J.Eisinger, V.Jaccarino; Rev.Mod.Phys. 30,528(1958)
- ERP 67 I.V.Éstulin, I.N.Rozantsev, P.T.Prokof'ev,  
V.A.Bondarenko; Sov.J.Nucl.Phys.  
5,819(1967)
- Fi 70 W.Fischer; Fortschr.d.Physik 18,89(1970)
- Fr 62 E.E.Fradkin; Soviet Phys. JETP 15,550(1962)
- FC 69 G.H.Fuller, V.W.Cohen; Nuclear Data Tables A 5,  
433(1969)
- FHM 70 W.Fischer, H.Hühnermann, Th.Meier;  
Z.Physik 238,249(1970)
- FWT 67 J.L.C. Ford, Chenk-Yin Wong, Taro Tamura,  
R.L.Robinson, P.H.Stelson;  
Phys.Rev. 158,1194(1967)
- Go 20 J.W.von Goethe; Abhandlung über die entoptischen  
Farben (1820), Vollst.Ausgabe der  
theor.Schriften zur Farbenlehre,  
Wiss.Buchgesellschaft e.V., Tübingen  
1953
- BG 68 L.V.Groshev, A.M.Demidov, V.I.Pelekov, L.L.Sokolowski,  
I.V.Kurchatov,  
G.A.Bartholomev, A.Doveika,  
K.M.Eastwood, S.Monaro; Nuclear Data  
Tables A 5, Vol. 1-2(1968)
- GEX 65 BR2 Operation Group (GEX); Informationsschrift,  
Mol(Belgien)1965
- He 60 G.Hertz; Lehrbuch der Kernphysik II, Leipzig 1960
- HS 58 D.J.Hughes, R.B.Schwartz; BNL 325,2nd ed.(1958)

- HU     W.Humbach; Z.Physik 133,589(1952)  
 HU     H.Hühnermann; Dissertation, Marburg 1967  
 J     J.F.James; Mon.Not.R.astr.Soc. 137,15(1967)  
 JD     P.Jacquinet, Ch.Dufour; J.recherche C.N.R.S.  
        6,91(1948)  
 JK     D.A.Jackson, H.Kuhn; Proc.roy.Soc.Lond.,  
        Ser.A 158,372(1937)  
 K     H.Kopfermann; Kernmomente, Akad.Verl.GmbH,  
        Frankfurt 1956  
 KS     L.S.Kisslinger, R.A.Sorensen; Rev.Mod.Phys.  
        35,853(1963)  
 KS     O.C.Kistner, A.W.Sunyar; Phys.Rev. 143,918(1965)  
 KC     W.R.Kane, G.Sharff-Goldhaber; Phys.Rev.  
        62,314(1970)  
 MD     K.D.Mandrek; Dissertation, Marburg 1972  
 M     Th.Meier; Diplomarbeit, Marburg 1970  
 MJ     M.Goeppert-Mayer, H.Jensen; Elementary Theory of  
        Nuclear Shell Structure, New York 1955  
 MN     G.W.Moe, M.N.McDermott; Bull.Am.Phys.Soc.18,60(1973)  
 MSC     E.Marshalek, L.W.Person, R.K.Shelline;  
        Rev.Mod.Phys. 35,108(1963)  
 NC     L.W.Nordheim; Phys.Rev. 78,294(1950)  
 NAK     H.Noya, A.Arima, H.Horie; Suppl.Progr.Theor.Phys.  
        (Kyoto) 8,33(1958)  
 Pa     V. Paar; Nucl.Phys. A211,29(1973)  
 Ra     J.Rainwater; Phys.Rev. 79,432(1951)  
 Sch     J.Schanda; Acta IMECO,p.9(1964)  
 Sch     H.J.Schäfer; Diplomarbeit, Marburg 1970  
 Sen     H.M.Schwartz; Phys.Rev. 89,1293(1953)  
 Sch     C.Schwartz; Phys.Rev. 94,95(1954)  
 Sh     A. de-Shallit; Phys.Rev. 122,1530(1961)  
 Sh     A.G.Shenstone; Phys.Rev. 57,894(1940)

- St 66 D.N.Stacey; Rep.Prog.Phys. 29,171(1966)
- St 67 R.M.Sternheimer; Phys.Rev. 164, 10(1967)
- SBJ 61 H.H.Stroke, R.J.Blin-Stoyle, V.Jaccarino;  
Phys.Rev. 123,1326(1961)
- SES 67 S.G.Schmelling, V.J.Ehlers, H.A.Shugart;  
Phys.Rev. 154(1967)
- SG 65 G.H.Stelson, L.Grodzins; Nuclear Data A 1  
21(1965)
- SJ 54 P.B.Sogo, C.D.Jeffries; Phys.Rev. 93,174(1954)
- SP 71 R.M.Sternheimer, R.E.Peierls; Phys.Rev.  
A 3,837(1971)
- SPW 71 G.M.Stinson, A.R.Pierce, J.C.Waddington,  
R.G.Summers-Gill; Can.J.Phys.  
49,906(1971)
- SS 73 J.D.Silver, D.N.Stacey; Proc.Roy.Soc.Lond.  
A332,129(1973)
- US 66 R.A.Uher, R.A.Sorensen; Nucl.Phys. 86,1(1966)
- VHH 69 H.Vonach, M.Hille, P.Hille; Z.Physik 227,381(1969)
- WW 69 C.S. Wu, L.Wilets; Ann.Rev.Nucl.Sci. 19,327(1969)

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. W.Walcher, danke ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit.

Desgleichen gilt mein Dank den Herren Professoren Dr. W.Fischer und Dr. H.Hühnermann für die Anregung zu dieser Arbeit und für zahlreiche klärende Diskussionen.

Den Mitarbeitern in der mechanischen Werkstatt, in der Glasbläserei sowie in der Elektronikwerkstatt des Fachbereichs sei an dieser Stelle ebenfalls gedankt.

Schließlich gebührt der Deutschen Forschungsgemeinschaft Dank, deren Unterstützung diese Arbeit ermöglichte.



## Lebenslauf

Am 28. April 1942 wurde ich, Thomas Meier, als drittes Kind des Kunsthändlers Karl Meier und seiner Ehefrau Elisabeth, geb. Armbröster, in Berlin geboren.

Im Sommer 1946 siedelte meine Mutter mit uns Kindern nach Marburg/Lahn über, nachdem mein Vater in den letzten Kriegstagen gefallen war und unsere Wohnung in Berlin zerstört war.

Von 1948 bis 1953 besuchte ich die Volksschule in Marburg, anschließend die Martin-Luther-Schule Marburg (Gymnasium für Jungen), wo ich im März 1962 die Reifeprüfung ablegte.

Von April 1962 bis April 1964 absolvierte ich meine Dienstzeit bei der Bundeswehr.

Im Sommer 1964 nahm ich das Physikstudium an der Philipps-Universität Marburg auf, wo ich im Frühjahr 1966 die Diplom-Vorprüfung für Physiker und Anfang 1970 die Diplom-Hauptprüfung ablegte.

Anschließend nahm ich am Physikalischen Institut der Philipps-Universität die Arbeiten für die vorliegende Dissertation auf.

Meine akademischen Lehrer in Physik waren die Herren Professoren:

Blume, Bock, Cappeller, Doeбner, Elbel, Grawert, Großmann, Kamke, Ludwig, Madelung, Schröter, Suchy, Walcher; Wolter und Zickendraht;

in Mathematik:

Avakumović, Richert, H.A. Schmidt und Wirsing

in Chemie:

Dimroth, Mahr, Starke und Witzel.



... Daß der Hörer ganz erschrocken  
Fühlet Sinn und Sinne stocken.

[Goe 20]













